



Etude de la fiabilité des composants à ondes acoustiques de volume (BAW) pour des applications Radio Fréquence

Nizar Ben Hassine

► To cite this version:

Nizar Ben Hassine. Etude de la fiabilité des composants à ondes acoustiques de volume (BAW) pour des applications Radio Fréquence. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT : . tel-00442862

HAL Id: tel-00442862

<https://theses.hal.science/tel-00442862>

Submitted on 23 Dec 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Joseph Fourier – Grenoble I

**Numéro ISBN
978-2-84813-140-5**

T H E S E

Pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Joseph Fourier (UJF)

Spécialité : « Micro et Nano Electronique »

Préparée à **ST Microelectronics** en collaboration avec le **CEA/LETI** et le laboratoire **TIMA**
dans le cadre de l'**Ecole Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatique,**
Télécommunication, Traitement du Signal

Présentée et soutenue publiquement

par

Nizar BEN HASSINE

le 29 Octobre 2009

**Etude de la fiabilité des composants à ondes acoustiques de
volume (BAW) pour des applications Radio Fréquence**

Directeur de thèse :

Pr. Skandar BASROUR

JURY :

Pr. Paul MURALT	EPFL – Lausanne	<i>(Président)</i>
DR. Sylvain BALLANDRAS	Directeur de recherche CNRS/LPMO Besançon	<i>(Rapporteur)</i>
DR. Bertrand DUBUS	Directeur de recherche CNRS/IEMN Lille	<i>(Rapporteur)</i>
Pr. Daniel ROYER	Université Denis Diderot Paris 7	<i>(Examineur)</i>
Dr. Olivier BEL	TEMEX	<i>(Examineur)</i>
Dr. Denis MERCIER	CEA – Grenoble	<i>(Examineur)</i>
Dr. Cédric CHAPPAZ	STMicroelectronics – Crolles	<i>(Examineur)</i>
Pr. Skandar BASROUR	TIMA – Grenoble	<i>(Examineur)</i>

A mes parents,

A mon épouse,

A mon frère et mes deux sœurs

Etude de la fiabilité des composants à ondes acoustiques de volume BAW pour des applications Radio Fréquence

Résumé :

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une collaboration tripartite entre STMicroelectronics, le CEA-Leti et le TIMA. Elle a pour objet la caractérisation et l'étude de la fiabilité des composants à ondes acoustiques de volume (ou BAW pour Bulk Acoustic Wave) fabriqués à partir de couches piézoélectriques minces déposées sur un miroir de Bragg réalisé sur silicium (la technologie SMR pour Solidly Mounted Resonator) pour des applications Radiofréquence (RF). Dans ce travail, on s'intéresse particulièrement aux résonateurs et filtres à modes longitudinaux à base de Nitrure d'Aluminium (AlN) excités et piégés dans des capacités de type Métal-Insolant-Métal (MIM) dans le but de caractériser leur adéquation à répondre aux critères industriels et de permettre la compréhension et la modélisation des phénomènes physiques entrant en jeu dans la dégradation des composants.

Le premier chapitre introduit la problématique des composants radiofréquences pour la téléphonie cellulaire et plus particulièrement les composants à ondes acoustiques de volume. Ce chapitre décrit le principe de fonctionnement de la technologie BAW, ses avantages ainsi que la problématique de la fiabilité comme étant un point clef dont l'étude est nécessaire avant la commercialisation.

Le deuxième chapitre est consacré à l'analyse des propriétés électriques et acoustiques de la brique de base de la technologie BAW SMR qui est la structure MIM.

Dans le troisième chapitre, on s'intéresse à l'étude de résonateurs sur miroir de Bragg sous différentes conditions de fonctionnement afin d'évaluer leur stabilité, de mettre en évidence les modes de défaillance et d'expliquer les phénomènes physiques observés.

Enfin, le quatrième chapitre de ce manuscrit est consacré à l'étude d'un filtre complet exploitant ces résonateurs comme éléments d'impédance.

La conclusion du mémoire reprend les principaux résultats des travaux effectués et fournit des lignes directrices en vue d'améliorer la stabilité et la fiabilité de la technologie BAW.

Mots-clés :

Applications RF, onde acoustique de volume (BAW), technologie SMR, structure MIM, résonateur et filtre acoustiques, piézoélectricité, électrostriction, fiabilité, Nitrure d'Aluminium (AlN).

Bulk Acoustic Wave (BAW) devices reliability for Radio Frequency applications

Abstract:

This thesis work has been achieved in the frame of collaboration between STMicroelectronics, CEA-Leti and TIMA laboratory. It aims at the characterization and the study of the reliability of bulk acoustic wave (BAW) devices made of piezoelectric thin layers deposited on a Bragg mirror mounted in silicon substrate (Solidly Mounted Resonator (SMR) technology) for Radiofrequency (RF) applications. This work focuses on longitudinal mode resonators and filters based on Aluminum Nitride (AlN) Metal-Insulator-Metal (MIM) structures. It aims at understanding and to model physical phenomena leading to the degradation of components, whose ability to meet industrial reliability requirement is assessed.

The first chapter introduces the state of the art for RF components for cellular phones, and more specifically the BAW technology. This chapter describes the operating principle of the BAW technology, its advantages and points out the problems of reliability as a key point to investigate before components commercialization.

The second chapter deals with the analysis of electrical and acoustic properties of the MIM structure which is the basic block of the BAW SMR technology.

In the third chapter, the study focuses on the behaviour of the SMR resonator operating under different conditions in order to assess its stability, to identify failure modes and to explain the observed physical phenomena.

In the fourth chapter, the performance of a RF filter built with the characterized SMR resonators is investigated.

The main results of this work are eventually summarized in the conclusion of the manuscript and methods to improve the stability and reliability of BAW technology are provided.

Key words:

RF applications, Bulk Acoustic Waves (BAW), SMR technology, MIM structure, acoustic resonator and filter, piezoelectricity, electrostriction, reliability, Aluminium Nitride (AlN).

TABLE DES MATIERES :

Résumé :	1
Abstract:	2
TABLE DES MATIERES :	3
REMERCIEMENTS :	7
INTRODUCTION GENERALE DE LA THESE :	11
CHAPITRE-I: LA TELEPHONIE MOBILE ET LA TECHNOLOGIE A ONDES DE VOLUME	13
Introduction du chapitre 1:	13
I.1. La Téléphonie mobile : évolution et tendances actuelles:	13
I.2. Besoin et spécifications de la fonction filtrage pour un téléphone cellulaire:	18
I.3. Emplacement et fonction du filtre RF dans un système d'émission et de réception radio:	19
I.4. Les technologies de filtrage radiofréquence miniaturisées:	21
I.4.1. Les filtres actifs intégrés:	22
I.4.2. Les filtres céramiques:	22
I.4.3. Les filtres à ondes acoustiques de surface (SAW):	23
I.5. La technologie à ondes acoustique de volume (BAW): une «nouvelle» solution, de nouveaux défis:	28
I.5.1. Principe de fonctionnement d'un résonateur BAW:	29
I.5.2. La technologie BAW sur membrane (FBAR):	30
I.5.3. La technologie BAW sur réflecteur de Bragg (SMR):	31
I.5.4. La technologie BAW sur cavité résonante (HBAR):	35
I.5.5. Optimisation acoustique d'un dispositif BAW SMR:	36
I.5.6. Les applications de la technologie BAW:	37
I.5.6.1. Les filtres BAW passe-bande:	37
I.5.6.1.1. Les filtres BAW à couplage acoustique:	38
I.5.6.1.1.1. Le SCF (Stacked Crystal Filter) en couches minces:	38
I.5.6.1.1.2. Le CRF (Coupled Resonator Filter) en couches minces:	39
I.5.6.1.2. Les filtres à éléments d'impédance:	40
I.5.6.1.3. Différentes architectures pour le filtrage:	41
I.5.6.1.4. Intégration des Filtres BAW dans les Chaînes RF:	45
I.5.6.2. Résonateurs BAW pour des oscillateurs dans les émetteurs-récepteurs RF:	46
I.5.7. Modèles pour la technologie BAW:	50
I.5.7.1. Modèle analytique 1D:	51
I.5.7.2. Modèle par schéma électrique équivalent MBVD:	51
I.5.7.3. Modèle de Mason:	53
I.5.7.4. Modélisation par éléments finis (MEF):	54
I.5.8. Les défis de la technologie BAW et les objectifs de la thèse:	54
I.5.8.1. Le couplage électromécanique:	54
I.5.8.2. Réduire le coût de procédés de fabrication:	55
I.5.8.3. La maîtrise des épaisseurs:	55
I.5.8.4. Le facteur de qualité et le miroir de Bragg:	55
I.5.8.5. Les modes parasites:	56
I.5.8.6. Le comportement en température:	56
I.5.8.7. L'encapsulation:	56
I.5.8.8. Les effets nonlinéaires:	57
I.5.8.9. La fiabilité:	57

Conclusion du chapitre 1:.....	58
Annexe 1: Histoire de la téléphonie mobile jusqu'aux années 1980:	59
Références du chapitre 1:	62
CHAPITRE-II : ETUDE DE LA CAPACITE METAL-ISOLANT-METAL, CŒUR DU RESONATEUR BAW	69
Introduction du chapitre 2:	69
II. Phénomène de polarisation diélectrique et effet piézoélectrique :	69
III. Choix des matériaux pour la capacité MIM :	71
III.1. Choix du matériau piézoélectrique :	71
III.2. Choix des électrodes :	74
IV. Etude de la structure MIM sous champ électrique :	76
IV.1. Etude de courants transitoires dans l'AlN :	78
IV.2. Etude de la dispersion en fréquence de la permittivité d'AlN :	83
IV.3. Effet du régime transitoire sur la mesure en régime établi :	84
IV.4. Etude de la conduction en régime établi dans l'AlN :	85
IV.4.1. Conduction ohmique dans l'AlN:	87
IV.4.2. Conduction ionique dans l'AlN :	88
IV.4.3. Conduction par mécanisme de Pool-Frenkel (PF) dans l'AlN :	90
IV.4.4. Etude du champ de claquage (E_{BD}) de l'AlN :	94
IV.5. Etude de la vitesse acoustique de l'AlN sous champ électrique :	96
IV.5.1. L'acoustique picoseconde sous pointes :	96
IV.5.2. Principe de la mesure de variation de vitesse acoustique sous champ électrique par acoustique picoseconde :	97
IV.5.3. Conception de l'échantillon pour l'étude:	98
IV.5.4. Expérimentation de la vitesse acoustique sous tension continue V_{DC} :	99
IV.5.5. Résultats expérimentaux et interprétation physique :	100
IV.5.5.1. Détermination du coefficient de variation de la vitesse acoustique sous champ électrique :	100
IV.5.5.2. Détermination du coefficient piézoélectrique d_{33} de l'AlN :	101
IV.6. Variation de la permittivité de l'AlN sous champ électrique :	102
IV.6.1. Protocole expérimental :	102
IV.6.2. Résultat expérimental et interprétation physique:	102
IV.6.3. Modélisation de la variation de la permittivité de l'AlN sous champ électrique : ..	107
IV.7. Etude de la structure MIM sous contrainte mécanique :	111
IV.8. Effet de la variation de la température sur la capacité d'AlN :	113
Conclusion du chapitre 2 :	116
Références du chapitre 2 :	117
CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR.....	123
Introduction du chapitre 3 :	123
I. Etude des propriétés d'un résonateur BAW sous une tension continue :	124
I.1. Introduction:	124
I.2. Protocole expérimental:	127
I.3. Résultats expérimentaux:	129
I.4. Etude théorique:	131
I.4.1. Variation de la fréquence d'antirésonance en fonction de V_{DC} :	132
I.4.2. Variation du couplage électromécanique en fonction de V_{DC} :	137
I.4.3. Variation de la fréquence de résonance en fonction de V_{DC} :	141
I.5. Simulation de l'effet d'une tension V_{DC} sur un SMR par le modèle de Mason:	142
I.6. Conclusion:	143
II. Etude des propriétés d'un SMR sous contrainte mécanique:	144

III. Etude thermique d'un résonateur BAW sous puissance RF:	148
III.1. Introduction : La solution BAW pour le filtrage de puissance RF importante	148
III.2. Importance de l'étude thermique du dispositif BAW:	149
III.3. Source de chaleur dans un BAW:.....	151
III.3.1. Echauffement par pertes mécaniques:.....	154
III.3.2. Echauffement par pertes diélectriques:	155
III.3.3. Echauffement par effet Joule:.....	157
III.4. Modèle thermique d'un BAW SMR:	158
III.5. Mesure thermique sur un BAW SMR:	166
III.6. Modélisation thermique par éléments finis d'un BAW SMR:	167
III.7. Discussion et conclusion:	169
IV. Etude de la fiabilité du résonateur BAW SMR sous puissance RF importante :.....	171
IV.1. Introduction :	171
IV.2. Etude expérimentale :.....	172
IV.3. Modélisation de la dérive d'un résonateur sous puissance RF:	175
IV.4. Mesure de la dérive en température d'un SMR:	176
IV.5. Etude des effets nonlinéaires dans un SMR:.....	178
IV.5.1. Caractérisation des effets nonlinéaire d'un résonateur SMR (l'harmonique 2) : ..	178
IV.5.2. Les origines des nonlinéarités dans un SMR:	182
IV.6. Conclusion:	185
V. Etude de la fiabilité du SMR suite à des tests environnementaux:	185
V.1. Introduction :	185
V.2. Définition des tests de vieillissement appliqués aux dispositifs BAW SMR:.....	186
V.2.1. Cyclage thermique :.....	186
V.2.2. Le stockage thermique :	187
V.2.3. Le stockage température-humidité :	188
V.3. Résultats des tests environnementaux:	189
V.3.1. Stockage thermique:	190
V.3.2. Stockage chaleur-humidité:	190
V.3.3. Cyclage thermique:.....	193
V.4. Conclusion:.....	195
VI. Modélisation du champ de contrainte dans un empilement BAW SMR soumis à un gradient de température et une contrainte résiduelle :.....	196
VI.1. Introduction :	196
VI.2. Les contraintes dans un empilement SMR et le délaminage aux interfaces:	198
VI.3. Etude de la contrainte thermomécanique loin des bords de la structure d'un SMR :200	
VI.3.1. Modélisation de champ de contrainte thermomécanique en littérature:	204
VI.3.2. Modèle proposé pour le champ de contrainte thermomécanique loin des bords dans un SMR:	205
VI.3.2.1. Hypothèses de calcul:.....	206
VI.3.2.2. Principes de calcul:	207
VI.4. Etude des contraintes au voisinage des bords de la structure dans un empilement SMR :	209
VI.5. Application : étude de la contrainte thermomécanique dans un empilement SMR en fonction de la technologie du Bragg utilisée:.....	213
Conclusion du chapitre :.....	216
Annexe 3-1 : Modèle macroscopique d'étude du couplage électromécanique	218
I. Le modèle de charge unidimensionnel :	218
II. Modèle macroscopique de h et ϵ^S pour un matériau piézoélectrique:.....	220
III. Etude de la dépendance des constantes de l'AIN en champ électrique :.....	221

TABLE DES MATIERES

Annexe 3-2: Modèle pour calculer la contrainte loin des bords dans un empilement SMR223	
I. Structure soumise à une température uniforme et une contrainte résiduelle:	223
I.1. Structure monocouche:	223
I.2. Structure multicouche:	226
II. Structure soumise à un gradient thermique:	227
II.1. Structure monocouche:	227
II.2. Structure multicouche:.....	229
Annexe 3-3: Le modèle de Moore.....	231
Annexe 3-4: Le modèle de Hsueh	234
Références du chapitre 3:	238
CHAPITRE IV : ETUDE D'UN FILTRE PASSE BANDE A BASE DE BAW	247
Introduction du chapitre 4:	247
I. Présentation du véhicule de test:.....	248
II. Caractérisation du filtre BAW à faible puissance RF:.....	249
III. Caractérisation sous forte puissance RF:.....	251
IV. Caractérisation thermique du filtre par thermographie modulée:	255
IV.1. Introduction à la mesure thermique :	255
IV.1.1. La Thermographie Pulsée (TP):	257
IV.1.2. La Thermographie Modulée (TM):.....	258
IV.1.3. La thermographie de phase pulsée (TPP):	258
IV.2. Banc de tests et protocole expérimental:.....	259
IV.3. Résultats et interprétation:	261
IV.3.1. Répartition de la puissance RF dans le filtre BAW:	261
IV.3.2. Estimation de la température maximale en fonction de la puissance dissipée:.....	263
Conclusion du chapitre 4:.....	266
Annexe 4: Principe de détection en imagerie infrarouge	268
Références du chapitre 4:	270
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES :	273

REMERCEMENTS :

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'une convention industrielle de formation par la recherche (**CIFRE**), cofinancée à la fois par la société **STMicroelectronics** à Crolles et l'Association Nationale de la Recherche et de la Technologie (**ANRT**). Je tiens ici à remercier ces organismes pour leur soutien scientifique et financier.

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse ont été menés au sein de plusieurs équipes qui sont :

- Le Laboratoire de Caractérisation et Fiabilité des Microsystèmes (**LCFM**) du Département Intégration Hétérogène sur Silicium (**DIHS**) au **CEA-LETI** de Grenoble.
- L'équipe de fiabilité et caractérisation électrique (**ECR**) de **STMicroelectronics Crolles**.
- L'équipe de R&D avancée (**Derivative & 3D**) de **STMicroelectronics Crolles**.
- L'équipe de Micro et Nano Systèmes (**MNS**) du **TIMA** à Grenoble.
- L'équipe de développement de la technologie **BAW** au **CEA-Leti**.

Je commence par exprimer ma plus profonde reconnaissance à M. le Professeur Skandar BASROUR pour m'avoir accueilli au sein de son équipe, pour son aide et pour ses conseils avisés. Je remercie également toute l'équipe MNS du TIMA pour ces moments partagés ensemble.

Je tiens à remercier M. Claude MASSIT, le responsable du DIHS, M. Emmanuel VINCENT, le responsable de l'équipe de fiabilité et caractérisation électrique et M. Pascal ANCEY, le responsable de l'équipe R&D avancée, de m'avoir accueilli au sein de leurs équipes, de leur confiance et de leur soutien.

Je voudrais remercier très particulièrement M. Didier BLOCH le responsable du LCFM, pour son aide, ses conseils, son ouverture et sa disponibilité, Merci pour tout Didier !

Je remercie aussi chaleureusement M. Guy PARAT, le responsable de l'équipe BAW, pour son calme, son exemple, sa disponibilité, son encouragement, et toutes les connaissances sur les BAW que j'ai pu acquérir en ayant le plaisir de discuter avec lui.

Je suis très honoré que le Professeur Paul MURALT, de l'**EPFL** (Lausanne) ait accepté de présider le jury de ma thèse et que M. Sylvain BALLANDRAS, directeur de recherche au **CNRS/LPMO** (Besançon) et M. Bertrand DUBUS, directeur de recherche au **CNRS/IEMN** (Lilles), aient accepté d'être les rapporteurs de mon travail.

Je voudrais témoigner ma gratitude envers les autres membres du jury qui ont bien voulu examiner ce mémoire, et dont la participation a fourni un éclairage supplémentaire:

- M. Daniel ROYER de l'**Université Denis Diderot** (Paris 7)
- M. Olivier BEL de **TEMEX** (Pont-Sainte-Marie)
- M. Denis MERCIER du **CEA** (Grenoble)
- M. Cédric CHAPPAZ de **STMicroelectronics** (Crolles)

Surtout, j'assure de mon entière reconnaissance à mes encadrants de thèse, M. Philippe RENAUX et M. Denis MERCIER du **CEA-Leti** et M. Patrice WALTZ et M. Cédric CHAPPAZ de **STMicroelectronics** pour leur soutien, la liberté qu'ils m'ont laissée dans l'accomplissement de cette thèse, les échanges très enrichissants que nous avons eus et

REMERCEMENTS

leur sympathie. Je les remercie sincèrement de leur présence active tout au long de ces trois années de travail de recherche.

En particulier, je tiens à exprimer ma plus profonde reconnaissance à M. Denis Mercier pour l'encadrement exemplaire qu'il a réalisé. Ses qualités, tant professionnelles qu'humaines, ont permis à notre collaboration de se dérouler de la manière la plus efficace et la plus agréable possible. S'il fallait citer quelques-uns des points que j'ai le plus appréciés, je saluerais sa curiosité scientifique, son implication, sa rigueur et surtout sa bonne humeur, facteur très important ! Je tiens vraiment à te remercier Denis pour le temps que tu m'as consacré, pour l'intérêt que tu as porté à mon travail, en fait à notre travail, et pour l'autonomie et la confiance que tu m'as accordées.

Ces travaux de thèse sont indiscutablement le fruit de maintes collaborations internes comme externes, sans lesquelles je n'aurais pu réaliser ce que j'ai rapporté dans ce mémoire. Je tiens donc à remercier les personnes avec lesquelles j'ai travaillé tout au long de ces trois ans et sans lesquelles je n'aurais pu mener ma thèse.

A cette occasion, j'adresse mes sincères remerciements à M. Emmanuel DEFAY, qui dès le début de mes travaux, a suivi mon travail avec beaucoup d'attention et avec qui j'ai commencé l'exploration du monde de la piézoélectricité et de l'électrostriction. Sa rigueur scientifique, ses explications didactiques et son soutien m'ont été très précieux. Je remercie notre acousticien, M. Alexandre REINHARDT, pour sa disponibilité, ses connaissances sur les ondes et les dispositifs acoustiques et les nombreuses discussions qu'on a eues ensemble.

Je remercie beaucoup M. Brice IVIRA qui a travaillé sur un sujet très similaire et dont les conseils inspirés de son expérience dans le sujet m'ont beaucoup aidé pour avancer rapidement sur mon travail et comprendre plusieurs phénomènes en relation avec mes recherches.

Je remercie M. Jean-François CARPENTIER pour les nombreuses discussions fructueuses, et toute son expertise dans le domaine des composants RF en général et les composants BAW en particulier qui m'ont beaucoup servi pour orienter mes recherches vers les problématiques les plus importantes du domaine.

Je remercie M. Frédéric MONSIEUR pour son aide lors de l'étude des mécanismes de conduction dans l'AIN.

Je remercie M. Fabien BOULANGER et son équipe en particulier, M. Jacques CLUZEL, M. Patrick GROSSEORGES, M. Denis BLACHIER et M. le Professeur François MONDON pour leur aide dans la réalisation expérimentale et les discussions très enrichissantes lors de l'étude de la conduction dans l'AIN.

Je remercie M. Serge BLONKOWSKI pour les travaux que nous avons menés ensemble, nos discussions « très quantiques » et sa disponibilité pour discuter mes résultats.

Je remercie Mme. Névine ROCHAT pour les mesures Infrarouge et son aide pour étudier les propriétés optiques de l'AIN ainsi que M. Jean-Paul BARNES pour les analyses SIMS de l'empilement BAW.

Je remercie M. Jean-Charles BARBE, M. François DE CRECY, M. Sébastien HENTZ et M. Stéphane MOREAU pour leur aide pour la modélisation analytique et par éléments finis de la structure BAW.

REMERCIEMENTS

Je remercie M. Patrick EMERY et M. Arnaud DEVOS du département d'acoustique de l'IEMN (Lille) pour les expériences d'Acoustique Picoseconde, très originales et très intéressantes.

Je remercie M. Christophe BILLARD pour son aide et son expertise dans les mesures RF qui m'ont beaucoup aidé pour réaliser mes bancs de tests RF (je n'oublie pas ici Denis aussi !).

Je remercie mes collègues Christian SCHMIDT, Christian GROBE et M. Frank ALTMANN de l'Institut Fraunhofer pour la Mécanique des Matériaux de Halle (**IWM**) pour leur accueil chaleureux lors de ma visite en Allemagne, leur implication, leur esprit très « challengeur » et leur collaboration pour réaliser les mesures en thermographie modulée sur les dispositifs BAW.

Je ne saurais oublier les membres permanents du LCFM que j'ai eu plaisir à côtoyer dans une ambiance conviviale et qui m'ont aidé à leur manière, soit directement, soit simplement en me manifestant de la sympathie tels, Romain ANCIANT, Florent DUPONT, Marcel AUDOIN (et son mot du jour), Pauline URBANSKI, Patrick BRUNET-MANQUAT ((et son bonbon du jour), Vincent MANDRILLON, David MERCIER (bon courage pour la thèse !), Pierre NICOLAS, Delphine PINTO, Christophe POULAIN, Frédéric SOUCHON, Gérard TARTAVEL, Thibault TOUSSAINT, Maxime VINCENT, Perrine VIOLET et Thu Trang VO.

Un merci spécial à mon « collègue » de bureau Adam KOSZEWSKI qui attaque la dernière ligne droite, je lui souhaite une bonne continuation et une brillante soutenance !

Un merci spécial également à mon ami Antonio (Antoine NOWODZINSKI) pour les parties d'échecs, les nombreuses discussions et les équations différentielles qu'il me proposait de résoudre lorsque le logiciel Matlab n'était pas accessible !

Un grand merci à notre collègue Estelle BRAGGE pour son dynamisme, sa disponibilité, sa bonne humeur et surtout les nombreuses surprises des petits déjeuners !

Mes remerciements vont également aux membres du laboratoire des composants radio fréquence (**LCRF**), en particulier le responsable du laboratoire M. Marc AÏD, mes amis Issiaka KONE et Mathieu PIJOLAT qui attaquent eux aussi la dernière ligne droite, et je les souhaite une bonne fin de thèse !

Je remercie tous mes collègues dans l'équipe BAW, NEMS et 3D à **STMicroelectronics**, pour ces moments ensemble et les discussions très enrichissantes, je cite tout particulièrement Pierre BAR, Sylvain JOBLLOT, David PETIT, Loïc MOROT, Alexandre VOLATIER, Fabien DUMONT, Amy N'HARI, Denis PELLISIER TANON, Rémi VILLARD, Xavier GAGNARD, Siegfried DOSSOU, Nicolas ABELE, Cédric DURAND, Fabrice CASSET, Perceval COUDRAIN, Hamed CHAABOUNI, Lionel CADIX et Barbara GLUECK.

Un grand Merci également M. Jean-Luc DICHARO, Mme Valérie BOURIN et Mme Evelyne MONTMAYEUL (ressources humaines de **STMicroelectronics**) pour leur disponibilité et aide pour résoudre mes « nombreux » problèmes administratifs !

Plus généralement, je remercie tous mes collègues, thésards, techniciens, ingénieurs, responsables avec qui j'ai passé trois années inoubliables ainsi que toutes les personnes de **STMicroelectronics** et du **CEA-Leti** qui ont contribué de proche ou de loin pour que je puisse accomplir mon travail dans les meilleures conditions !

REMERCIEMENTS

Je remercie très particulièrement mes très proches amis Hamza KAOUACH, Walid LAFI, Mohamed HACHEMI, Karim HAJ-KHLIFA, Isamil YATTOUN, Mohamed AIT-ABDELLAH et Djamel BELHACHEMI pour tous les bons moments ensemble.

Enfin, je remercie ma famille et mes amis et plus particulièrement mes parents, mon épouse, mon frère, mes deux sœurs et ma belle famille qui m'ont beaucoup encouragé et apporté tout leur soutien ! Et pour finir la liste, un merci très spécial à MON CHAT qui me tenait compagnie quand je travaillais seul pendant les longues nuits d'hiver !

*Nizar Ben Hassine
Grenoble le 02 décembre 2009*

INTRODUCTION GENERALE DE LA THESE :

Grâce aux progrès de la microélectronique et à la réduction des coûts de fabrication des circuits intégrés, la téléphonie mobile, au cours des vingt dernières années, s'est développée de façon fulgurante, du point de vue technologique aussi bien qu'économique. Ces progrès ont contribué de manière décisive à l'évolution d'un produit autrefois réservé aux applications militaires en un produit de consommation grand public. Ils ont permis le développement rapide d'appareils plus fonctionnels, plus performants et plus compacts. Ils ont également ouvert la voie à une multiplication des standards, à l'accroissement de la largeur des bandes de fréquence utilisées, et au tout-numérique. L'accroissement de la complexité et de la quantité des fonctions intégrées dans les téléphones cellulaires ne s'est pas traduit par un relâchement des contraintes relatives à la taille, au coût et à la consommation énergétique des appareils, bien au contraire : la sévérité de ces exigences a crû en proportion de la large diffusion des produits au sein du grand public. Parmi les fonctions les plus concernées par ces contraintes figurent les fonctions « filtrage » et « base de temps ». En effet, ces deux fonctions qui comptent parmi les plus importantes de la téléphonie, doivent relever un difficile et double défi consistant à traiter simultanément un nombre toujours plus grand de signaux, tout en limitant la consommation énergétique et la surface de silicium employée.

L'évolution des cahiers des charges des applications Radiofréquence (**RF**) (notamment ceux des applications militaires) a naturellement et progressivement conduit à une occupation toujours plus large du spectre RF. Les technologies disponibles, telles que les composants à ondes de surface (**SAW : Surface Acoustic Waves**) pour les applications « filtrage RF » et les **quartz** pour les applications « base de temps » se sont rapidement heurtées à des problèmes d'encombrement, de consommation et de flexibilité quant à leur fréquence de fonctionnement. Les oscillateurs à quartz sont par exemple volumineux, leur fabrication est coûteuse et se révèle incompatible avec les procédés classiques utilisés en microélectronique tandis que les filtres SAW, qui dominent actuellement le marché RF de la téléphonie mobile, ont une tenue médiocre à la puissance et seront limités au delà de 2,5 GHz (limites de résolution des peignes interdigités).

Il a fallu imaginer et développer de nouvelles solutions technologiques capables de conserver les avantages des solutions précédentes tout en surmontant leurs handicaps. Parmi ces nouvelles solutions, l'une des plus prometteuses pour la téléphonie mobile semble être la technologie à ondes acoustiques de volume (**BAW : Bulk Acoustic Waves**), développée depuis une trentaine d'années. Son principe de fonctionnement exploite les propriétés de la propagation d'ondes acoustiques de volume au sein d'une couche mince de matériau piézoélectrique, afin de réaliser des résonateurs dont la fréquence de fonctionnement est définie au premier ordre par l'épaisseur de cette couche mince. Ces résonateurs peuvent être utilisés soit individuellement pour réaliser la fonction « base de temps », soit encore regroupés selon différentes architectures pour assurer la fonction « filtrage RF ». La maîtrise du dépôt

des matériaux piézoélectriques en couches minces permet la réalisation de résonateurs **BAW** fonctionnant à des fréquences bien supérieures au GHz. Par ailleurs, les objectifs de compatibilité avec les technologies classiques utilisées en microélectronique, ainsi que ceux liés à la réduction du coût et à l'encombrement des dispositifs semblent être à portée de la technologie **BAW**.

Toutefois, malgré les progrès considérables accomplis ces dernières années, notamment au niveau de l'optimisation des procédés de fabrication ainsi que de la maîtrise du dépôt de la couche piézoélectrique et de ses propriétés piézo-acoustiques, des questions primordiales relatives à la **fiabilité** des dispositifs **BAW** ne sont pas complètement résolues à ce jour et restent peu étudiées dans la littérature. Or, comme on le verra plus loin, de nombreux paramètres peuvent influencer la fiabilité des composants **BAW** et produire des dérives affectant de manière irréversible leurs performances.

La mise en évidence de ces dérives, leur analyse et leur modélisation, constituent donc une étape indispensable conditionnant l'amélioration des performances des composants **BAW**, la bonne maîtrise de cette technologie et, en fin de compte, son succès commercial. C'est dans ce cadre que se situent les travaux de ce mémoire de thèse, qui traite de la fiabilité des composants **BAW** pour les applications dans le secteur des télécommunications sans fil. L'objectif de ce travail est de contribuer à fournir les éléments nécessaires à la réussite de l'industrialisation des composants **BAW** développés en collaboration entre STMicroelectronics et le CEA-Leti.

L'étude de fiabilité qui fait l'objet de ce mémoire nous entraînera à évaluer le comportement des composants BAW non seulement dans leur plage de fonctionnement, mais également en dehors de cet intervalle : afin d'évaluer les limites de fonctionnement des dispositifs et de mettre en évidence d'éventuels mécanismes de défaillance, ceux-ci seront soumis à des sollicitations variées, telles que des contraintes électriques ou mécaniques, une puissance RF importante, des variations de température, etc....

Les outils de caractérisation utilisés (tels que le suivi des paramètres électriques, la microscopie électronique à balayage, la thermographie modulée...) permettront de quantifier les dérives observées, de comprendre leur origine, et d'ouvrir la voie à une explication physique et à la modélisation analytique des phénomènes rencontrés.

Le sujet et le contexte du travail seront présentés dans le premier chapitre. Le deuxième sera dédié à une étude approfondie du **cœur du résonateur BAW**, constitué par la **structure MIM** (capacité Métal-Piézoélectrique-Métal). Le troisième chapitre traitera du **résonateur BAW**, pièce maîtresse de la technologie **BAW**. Enfin, le quatrième et dernier chapitre de ce manuscrit sera consacré à l'étude du **filtre complet**.

La conclusion de cette étude fera la synthèse des résultats obtenus et fournira des lignes directrices en vue d'améliorer la stabilité et la fiabilité de la technologie **BAW**.

CHAPITRE-I: LA TELEPHONIE MOBILE ET LA TECHNOLOGIE A ONDES DE VOLUME

Introduction du chapitre 1:

L'enjeu de toute nouvelle technologie -car tel est l'état actuel de la technologie à ondes acoustiques de volume **BAW** (Bulk Acoustic Wave) - est certainement de trouver sa place dans le marché, puis de développer des avantages pour prendre sa place parmi les autres technologies avec lesquelles elle partage ce marché. La connaissance approfondie des besoins du marché, de ses tendances, ainsi que des avantages et inconvénients des technologies concurrentes constitue un préalable pour déterminer les points forts et faibles de la technologie BAW et ainsi définir les axes de recherches à explorer afin d'améliorer celle-ci. Ces éléments sont discutés dans ce premier chapitre introductif.

I.1. La Téléphonie mobile : évolution et tendances actuelles:

Selon les chiffres publiés en septembre 2007 par la **GSA** (Global mobile Suppliers Association), le monde compte plus de 2,5 milliards d'abonnés mobiles, soit plus d'un habitant de la planète sur trois. Un succès incontestable pour le **GSM** (Global System for Mobile communications), qui, en moins de 15 ans, a fait du téléphone mobile un outil de communication indispensable.

En quinze ans, les réseaux mobiles ont fortement évolué, avec l'introduction notamment des technologies dites de troisième génération (**3G**) qui offrent des services non seulement de voix, mais aussi de transport de données (Internet mobile).

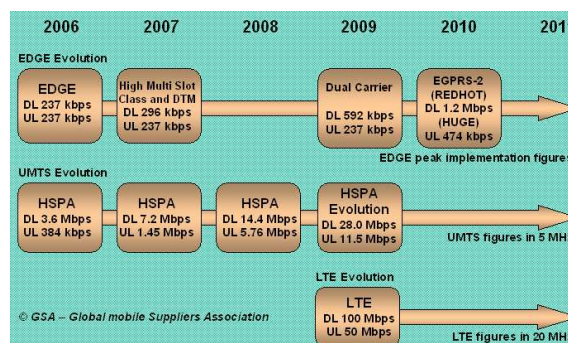


FIG.1-1: Evolution du débit DownLink (DL) et UpLink (UL) pour les dernières technologies de la 2^{ème} 3^{ème} et même la 4^{ème} génération [R.1.1]

Au premier trimestre 2009, selon la GSA, le monde compte 3,72 milliards d'abonnés mobiles dont 89,4% sont partagés entre le GSM et le WCDMA-HSPA (ces standards seront définis plus tard).

Promus par les opérateurs qui ont investi des millions, voire des milliards d'euros ou de dollars pour mettre à jour leurs réseaux, les services multimédia mobiles connaissent un succès croissant, rendant obsolètes les réseaux **3G** ou **3G+** actuels, limités en termes de débits (**FIG.1-1**) [R.1.1,R.1.2].

Cette explosion de la téléphonie cellulaire observée début des années 90 est le fruit de développements technologiques qui se sont succédés durant plus d'un siècle. Les étapes les plus importantes qui ont marqué l'histoire de la téléphonie mobile sont représentées sur **FIG.1-2**.

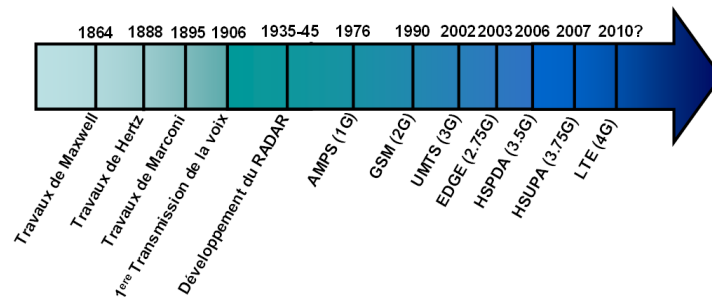


FIG.1-2: Etapes importantes dans l'histoire de la téléphonie mobile

Cette histoire, jusqu'au années 1980, est détaillée dans l'Annexe-I pour ne pas alourdir le manuscrit ^[R.1.3-R.1.19]. On s'intéresse au « vrai » début de l'histoire de la téléphonie moderne, contemporaine de l'apparition des réseaux numériques. Les premiers réseaux de téléphonie mobile numériques sont mis en place aux États-Unis en 1990 et en Europe en 1991. Outre une meilleure qualité d'écoute, ils permettent la réduction de la taille des appareils et assurent une certaine confidentialité.

Les principaux standards de téléphonie mobile 2G sont les suivants ^[R.1.17,R.1.19]:

-GSM (Global System for Mobile communications): c'est le standard le plus utilisé en Europe à la fin du XXème siècle, également utilisé aux Etats-Unis. Ce standard utilise les bandes de fréquences 900MHz et 1800MHz en Europe. Aux Etats-Unis par contre, la bande de fréquence utilisée est la bande 1900MHz.

-CDMA (Code Division Multiple Access): ce système de codage utilise une technique d'étalement de spectre permettant de diffuser un signal radio sur une grande gamme de fréquences. Il est utilisé surtout en Asie et en Amérique du nord.

-TDMA (Time Division Multiple Access) : c'est un mode de multiplexage utilisant une technique de découpage temporel des canaux de communication, afin d'augmenter le volume de données transmis simultanément (améliorer l'efficacité de l'utilisation du spectre RF). Cette technologie est principalement utilisée sur le continent américain, en Nouvelle Zélande et en Asie Pacifique.

Les téléphones exploitant la technologie 2G sont désormais beaucoup plus petits (100 à 200 grammes). La plupart sont véritablement portables : les gains de consommation et le développement simultané d'accumulateurs au lithium permettent d'éviter l'utilisation d'une batterie volumineuse.

De plus, grâce aux réseaux 2G, il est possible de transmettre la voix ainsi que des données numériques de faible volume, comme les messages textes **SMS** (Short Message Service) ou des messages multimédias **MMS** (Multimedia Message Service). La norme GSM permet un débit maximal de 9,6kbps (équivalent à celui utilisé pour les fax). Dans ce contexte, des extensions de la norme GSM sont mises au point afin d'en améliorer le débit. C'est le cas notamment des standards :

-**GPRS** (General Packet Radio System) : apparu en 2001, à mi-chemin entre le GSM (2G) et l'UMTS (3G), le GPRS, souvent appelé 2.5G, permet d'obtenir des vitesses de transfert trois fois supérieures au GSM. Ceci autorise un accès confortable aux services **WAP** (Wireless Application Protocol) et à un Internet allégé (e-mails sans pièce jointe et navigation sur le web). Concrètement, le GPRS n'étant qu'une amélioration du réseau existant, la voix continue de transiter sur le réseau GSM, tandis que les données circulent via le GPRS, selon le principe de transmission par paquets.

-**EDGE** (Enhanced Data Rates for Global Evolution) : c'est une autre évolution de la norme GSM présentée comme 2.75G et considérée comme une étape intermédiaire entre le GPRS et l'UMTS de la 3G (qui sera présenté juste après). Cette norme quadruple les améliorations du débit de la norme GPRS en annonçant un débit théorique de 384Kbps, ouvrant ainsi la porte aux applications multimédias. Ces standards utilisent les fréquences de fonctionnement des systèmes 2G (ce qui évite à l'opérateur de modifier intégralement l'infrastructure de son réseau), toutefois le mode de transmission par paquets qui est adopté est différent de celui du GSM. De plus, si le GSM et le GPRS utilisent une modulation de type **GMSK** (Gaussian Minimum Shift Keying), EDGE utilise une modulation **8-PSK** (Phase Shift Keying) permettant d'atteindre des débits de 284 kbits/s.

L'utilisation des téléphones mobiles 2G numériques permet de disposer d'un réseau de signalisation beaucoup plus rapide, de réduire le coût des appels et d'améliorer la qualité de ces derniers. La présence des réseaux 2G numériques rend les réseaux analogiques obsolètes, ce qui conduit à leur disparition progressive. Cependant, pour pouvoir concurrencer le haut-débit des réseaux filaires et répondre aux nouvelles demandes telle que la visiophonie, la téléphonie de troisième génération (**3G** ou **UMTS**) est introduite (**FIG.1-3**) [R.1.15].

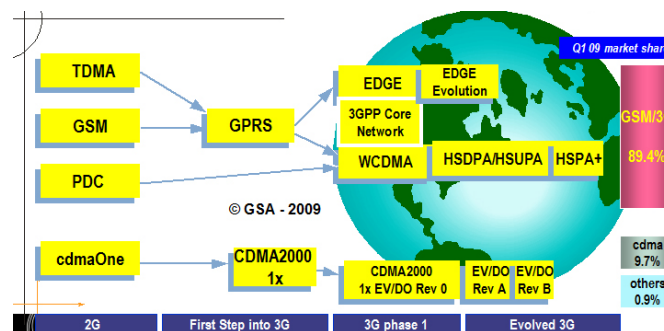


FIG.1-3: Evolution du système mondial de la téléphonie mobile de la 2G vers la 3G [R.1.1]

La troisième génération (**3G**) est une des technologies qui sont actuellement disponibles. Cette version est apparue quelques années seulement après la 2G, grâce à de nombreuses innovations. La principale norme 3G utilisée en Europe s'appelle **UMTS** (Universal Mobile Telecommunications System). Cette norme constitue un véritable saut technologique. Elle exploite le nouveau protocole de communication **W-CDMA** (Wideband Code Division Multiple Access), de nouvelles bandes de fréquences situées entre 1900 et 2200MHz, des canaux beaucoup plus larges (5MHz soit 25 fois plus que le GSM d'où le nom de Wideband), et un multiplexage **CDMA** (Code Division Multiple Access) au lieu du **TDMA** (Time-Division Multiple Access) [R.1.13,R.1.20,R.1.21]. Cette technologie de multiplexage module le signal

par un code spécifique attribué à chaque utilisateur ce qui permet une plus grande sécurité et une augmentation du nombre d'utilisateurs^[R.1.14].

De surcroît, à la différence du GSM qui fait passer les données par une cellule (antenne) divisée en canaux de fréquences différentes, elles-mêmes réparties selon des créneaux de temps, le W-CDMA permet d'envoyer simultanément toutes les données, par paquets et dans le désordre (sur n'importe quelle fréquence). C'est le téléphone qui réceptionne les paquets de données et les rassemble.

Cette nouvelle génération permet d'atteindre des débits supérieurs à 144kbit/s, ouvrant ainsi la porte à des usages multimédias tels que la transmission de vidéo, la visioconférence ou l'accès à Internet haut débit.

Des évolutions de la norme UMTS existent sur le marché dont on présente les plus importantes :

-La technologie **HSDPA** (High-Speed Downlink Packet Access)^[R.1.16,R.1.22]: c'est un protocole de téléphonie mobile de la 3G appelé **3.5 G** ou encore **3G+** permettant d'atteindre des débits de l'ordre de 8 à 10 Mbits/s. Il offre des performances dix fois supérieures à la 3G UMTS dont il est une évolution logicielle. Cette évolution permet d'approcher les performances des réseaux **DSL** (Digital Subscriber Line). Il permet de télécharger (débit descendant ou downlink) théoriquement à des débits de 1,8Mbit/s, 3,6Mbit/s, 7,2Mbit/s et 14,4Mbit/s.

-La technologie **HSUPA** (High Speed Uplink Packet Access)^[R.1.16](appelée **3.75G** ou **3G++**) : est une variante de HSDPA qui porte le débit montant (Uplink) à 5,8Mbit/s théorique tandis que le flux descendant (Downlink) reste de 14 Mbit/s comme en HSDPA.

Les développements ne s'arrêtent pas à la 3G avec ses différents dérivés : l'industrie mondiale des télécommunications commence à penser à la future génération de téléphonie mobile (**4G** ou **LTE** pour Long Term Evolution)^[R.1.23-R.1.25]. Avec cette quatrième génération, les industriels et les opérateurs cherchent à faire passer les débits aux alentours de 40 mégabits dès 2009-2010, et veulent s'approcher des débits disponibles dans le fixe avec la fibre optique à plus long terme (80mégabits et peut être plus).

L'enjeu pour le marché aujourd'hui est donc de trouver une technologie capable d'offrir sur les réseaux Internet mobiles des débits similaires à l'Internet fixe, de l'ordre de 100 Mbits/s, à un grand nombre d'utilisateurs simultanés, tout en réduisant le coût du Mégabit de transport de données^[R.1.2].

Plusieurs technologies en cours de déploiement peuvent prétendre à relever ce défi, telles que **WiMAX** (Worldwide Interoperability for Microwave Access) et **iBurst** appelé aussi **HC-SDMA** (High Capacity Spatial Division Multiple Access)^[R.1.16]. Cependant, des problèmes potentiels restent à résoudre avant d'envisager la commercialisation de cette technologie, tels que les changements nécessaires sur les terminaux, les problèmes d'attribution de nouvelles bandes de fréquences et de nouvelles licences.

Compte tenu de ces orientations, les téléphones actuels et ceux des années à venir tendent à intégrer, au-delà d'une compatibilité totale pour les standards 2G et 3G (et plus), un grand nombre de

fonctionnalités supplémentaires telles que les applications multimédia (musique, vidéos, visiophonie, TV numérique, radio FM...), les applications liées à la connectivité (Bluetooth, WiFi, WiMax ...) ainsi que des applications de localisation (GPS).

Toutes ces évolutions conduisent à une multiplication des fonctionnalités incorporées et à une miniaturisation du terminal. Des défis importants relatifs à l'évolution des composants électroniques contenus dans ces appareils restent à relever pour les technologies, afin de rendre compatibles ces évolutions avec la croissance continue du marché mondial : En effet, les terminaux portables actuels et futurs doivent être capables d'opérer dans plusieurs standards (**FIG.1-4**) tels le GSM, le GPRS, l'EDGE, l'UMTS et d'autres plus récents tel que le HSPDA pour lesquels, généralement, de nouvelles bandes de fréquences sont attribuées^[R.1.18].

Cette contrainte est accompagnée d'une complexification lors de la conception et la réalisation technologique des composants pour implémenter les options multi-standards et multi-modes.

Simultanément et de manière contradictoire, les terminaux doivent continuer à répondre à un cahier de charge sévère : faible coût, autonomie énergétique toujours plus grande et miniaturisation.

Il en résulte un degré de complexité technologique et technique jamais atteint pour un produit vendu à un tel volume dans l'histoire de l'industrie électronique. La constitution d'un téléphone 3^{ème} génération témoigne de cette complexité (**FIG.1-4**).

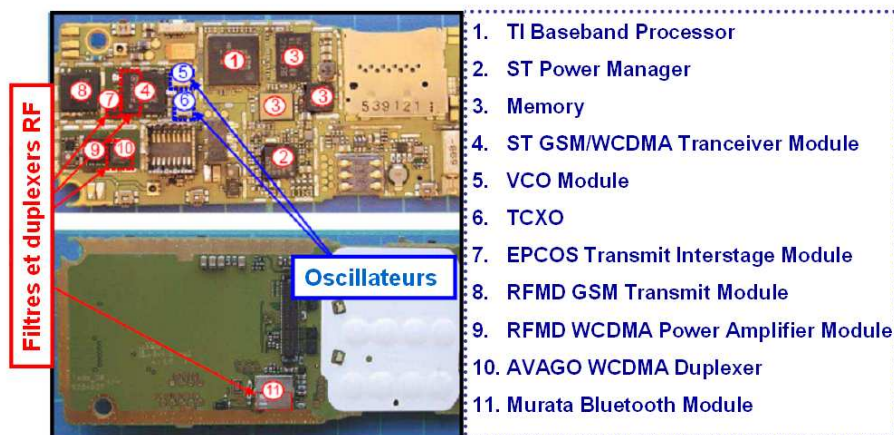


FIG.1-4: Composition d'un téléphone de 3^{ème} génération compatible GSM/GPRS/EDGE et WCDMA avec module Bluetooth (Nokia 6280)^[R.1.14]

Cette course vers l'amélioration de l'intégration et des performances des composants utilisés se heurte aujourd'hui à des difficultés technologiques de plus en plus importantes. Elle conduit à l'apparition de technologies émergentes telles que les dispositifs à ondes acoustiques de volume qu'on appelle communément les dispositifs **BAW** (Bulk Acoustic Wave) afin de répondre aux nouvelles exigences des fonctions « filtrages » et « oscillateur » pour les bases de temps dans un téléphone cellulaire. Ces deux fonctions seront expliquées dans les deux paragraphes qui suivent. En partant du principe de la fonction à réaliser, puis en passant par les solutions existantes et en définissant les limites des

solutions actuelles, les solutions proposées par la technologie BAW ainsi que les améliorations attendues sont présentées dans la suite de ce document.

I.2. Besoin et spécifications de la fonction filtrage pour un téléphone cellulaire:

Compte tenu de l'augmentation continue de l'occupation du spectre radiofréquence et afin de pouvoir assurer la cohabitation de tous les standards de la téléphonie mobile, des exigences de plus en plus strictes émergent, conduisant à des architectures plus sélectives. Les technologies actuelles sont remises en cause. Des solutions innovantes les remplacent afin de relever les nouveaux défis technologiques. Un exemple de composants concernés est celui des filtres RF passe-bande. Pratiquement tous les filtres utilisés pour les applications mentionnées ci-dessus sont de tels filtres. Les caractéristiques principales d'un filtre passe-bande sont définies sur la **FIG.1-5**.

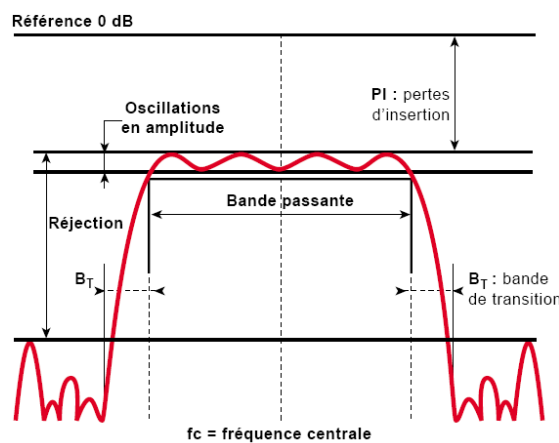


FIG.1-5: Les caractéristiques principales d'un filtre passe-bande^[R.1.31]

Le premier paramètre important lors de la conception du filtre est la fréquence centrale de la bande passante. Ce paramètre est évoqué implicitement lorsqu'on parle du rapport entre la largeur de la bande passante et la fréquence centrale. Pour les téléphones mobiles actuels, ce rapport est généralement compris entre 2% et 4,3%^[R.1.39]. Selon la technologie utilisée, ce rapport peut être plus ou moins facile à atteindre.

Avoir des pertes d'insertion les plus faibles possibles au sein de la bande passante est l'un des critères les plus importants. Les filtres RF dans l'état de l'art s'engagent à garantir des pertes d'insertion inférieures à 3dB (jusqu'à 4 dB) dans toute la bande passante pour une gamme de température allant de -30 à 85°C^[R.1.39]. En termes de puissance du signal, 3 dB de pertes d'insertion sont équivalents à 50% du signal perdu sous forme de chaleur principalement. Suivant la partie de la chaîne RF concernée (en transmission ou en réception), ceci peut poser des problèmes de natures différentes. Ces pertes réduisent la sensibilité de la chaîne de réception et augmentent le niveau d'amplification dans la chaîne d'émission. Ce besoin d'apport d'énergie supplémentaire entraîne une augmentation significative de la consommation et donc une réduction de l'autonomie des batteries. Ainsi, 1 dB de

moins dans les pertes d'insertion du filtre duplexeur W-CDMA dans les deux bandes entraîne une augmentation de 30% à 50% de la durée de charge des batteries^[R.1.27].

Une forte dissipation de puissance conduit également à l'auto-échauffement du filtre, comme nous le verrons dans la partie relative à l'étude thermique et par conséquent entraîne une translation de la bande passante proportionnelle à la variation de la température du dispositif. L'aspect stabilité en température est aussi important surtout dans le cas des duplexeurs dimensionnés pour le standard américain **PCS** (Personal Communications Service) pour lesquels la bande de séparation entre l'émission et la réception est de seulement 20MHz^[R.1.40].

L'isolation ou le niveau d'atténuation en dehors de la bande est un paramètre important pour éviter les interférences des communications, surtout avec le rapprochement des bandes. Cela signifie que la bande de transition (**FIG.1-5**) doit être la plus étroite possible. Pour ce faire, un facteur de qualité le plus élevé possible est requis. Le niveau d'atténuation des filtres RF en dehors de la bande dépend de l'application. Pour les normes GSM il est entre 20 et 30 dB, tandis que pour les normes **CDMA** il doit être de 30 à 40 dB. Etant donné que la bande de transition doit être la plus étroite possible pour permettre une bonne sélection des canaux, le décalage en fréquence avec la température, sous puissance RF ou champ électrique ou encore avec le vieillissement dans le temps doit être connu et très faible pour avoir un dispositif opérationnel et fiable. Cette notion de fiabilité est très importante surtout quand la marge d'erreur est très réduite. Il est important d'avoir un composant qui corresponde aux spécifications (au gabarit) à l'instant initial t_0 (ou ce qu'on appelle l'étape de caractérisation) mais il est aussi important de garantir le bon fonctionnement du composant pour une durée de vie donnée: on parle ici de la fiabilité du composant. Enfin, les industriels de la téléphonie mobile exigent des tailles de composants et des coûts de fabrication les plus faibles possibles.

Après cette introduction des objectifs à atteindre par la fonction de filtrage, le rôle de la fonction filtrage dans un téléphone est brièvement présenté à travers le principe de fonctionnement d'une chaîne d'émission et de transmission. Les différentes solutions de filtrage retenues jusqu'à présent sont ensuite décrites, suivies par une présentation plus détaillée de la technologie qui nous intéresse qui est la technologie « BAW ».

I.3. Emplacement et fonction du filtre RF dans un système d'émission et de réception radio:

Comme expliqué précédemment, du fait de l'occupation croissante du réseau hertzien, chaque utilisateur doit être capable d'isoler l'information utile à la réception, et de s'assurer lors de l'émission de ne pas perturber les autres utilisateurs. Ce sont en quelques mots les deux fonctions principales des filtres RF utilisés dans les chaînes d'émission et de réception radio pour un téléphone mobile. Les architectures émetteur-récepteur RF sont nombreuses, mais le principe de base reste le même : l'émetteur translate le signal à émettre des basses fréquences (la bande de base) vers les

radiofréquences, tandis que le récepteur réalise l'opération inverse (**FIG.1-6**). Ces deux opérations sont réalisées grâce à un signal RF de référence appelé porteuse, dont on vient moduler l'une des caractéristiques (amplitude, fréquence ou phase) à l'aide du signal à émettre. La fonction mélangeur est utilisée pour multiplier le signal à émettre (en basse fréquence, appelée bande de base) par la porteuse synthétisée à l'aide d'un oscillateur local. Ainsi on obtient un signal RF centré sur la fréquence de l'oscillateur local (la fréquence porteuse). Ce signal est ensuite amplifié par un amplificateur de puissance **PA** (Power Amplifier) puis envoyé dans l'antenne après le passage par le filtre passe-bande. Cette étape de filtrage est nécessaire pour éliminer tous les signaux inutiles générés pendant les étapes précédentes (principalement dus aux effets nonlinéaires du mélangeur et de l'amplificateur de puissance réalisés avec des composants intrinsèquement nonlinéaires comme les transistors). Ainsi, le signal est porté par cette référence, et peut être récupéré par le récepteur en utilisant cette même référence. L'antenne est un composant passif permettant de capter des ondes électromagnétiques dans une bande de fréquence bien déterminée. Ainsi, le signal RF émis est reçu au niveau de l'antenne mais avec d'autres signaux parasites provenant d'autres communications. C'est pour cette raison que l'on a aussi recours à un filtre passe-bande à la réception pour filtrer le signal reçu par l'antenne autour de la bande de réception. Le point délicat au niveau de la réception est de détecter un signal utile d'amplitude faible, bien souvent en présence de signaux parasites qui peuvent avoir des amplitudes comparables voire supérieures à celle du signal utile. Ainsi une très bonne sélectivité du filtre en réception est nécessaire. A titre indicatif, pour le standard WCDMA avec une largeur du canal de 5MHz et une fréquence centrale autour de 2GHz, la sélection directe de l'information nécessite en théorie un filtre avec un facteur de qualité au moins égal à 500 et une atténuation hors bande égale à 33dB au moins^[R.1.26]. Une fois le signal utile extrait, ce dernier est amplifié par un amplificateur faible bruit **LNA** (Low Noise Amplifier). Un mélangeur et un oscillateur sont ensuite utilisés pour reconstituer le signal de base. Il faut savoir que de nos jours, les standards de communications tels que l'UMTS, convergent vers le mode de fonctionnement "full-duplex" c'est-à-dire que les systèmes de télécommunications fonctionnent simultanément en émission (**TX**) et en réception (**RX**). En d'autres termes, le téléphone doit pouvoir émettre et recevoir simultanément.

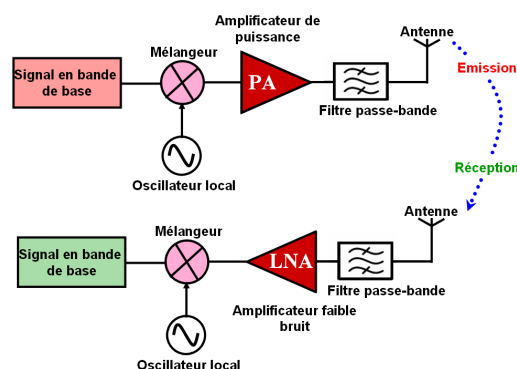


FIG.1-6: Schéma bloc simplifié d'un émetteur et récepteur radiofréquence (RF)

La **FIG.1-7** présente le principe de fonctionnement de la chaîne RF dans un tel système. Les filtres utilisés précédemment dans la chaîne d'émission et dans la chaîne de réception sont remplacés par un composant unique appelé duplexeur. Il se compose de deux filtres (RX et TX) « cohabitant » grâce à l'isolation par un réseau d'adaptation LC^[R.1.18]. En particulier, les chaînes d'émission et de réception sont maintenant connectées directement et en permanence via l'antenne, et donc le duplexeur doit assurer une très forte isolation entre la chaîne d'émission et la chaîne de réception.

Ce fonctionnement simultané des chaînes de réception (sensé recevoir un signal de très faible niveau) et d'émission (à haut niveau de puissance jusqu'à 30dBm voir plus), ou ce qu'on appelle le mode «full-duplex» malgré ses avantages notamment pour améliorer la qualité de la conversation téléphonique, introduit néanmoins des spécifications très contraignantes en termes de sélectivité, d'isolation entre les bande TX et RX pour la protection de l'étage de réception, de tenue en puissance de sortie de l'étage d'émission, de linéarité et de sensibilité de réception à l'antenne^[R.1.28]. A titre d'exemple, la sensibilité de réception nécessaire à l'antenne pour un fonctionnement en mode full-duplex est de -117 dBm, ce qui est très élevé^[R.1.18]. En conséquence, la performance des terminaux de communication mobiles full-duplex est fortement impactée par les performances des filtres duplexeurs^[R.1.27-R.1.29].

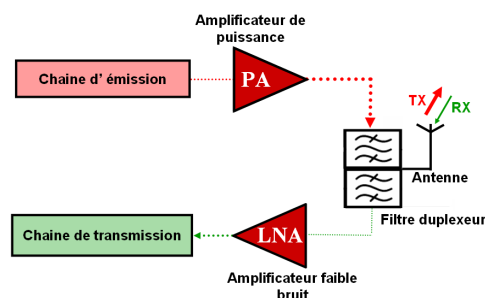


FIG.1-7: Schéma bloc simplifié d'une chaîne RF en mode duplexeur

Après cette courte présentation de la fonction de filtrage RF dans les systèmes de communication sans fils, les technologies utilisées jusqu'à présent pour réaliser ces fonctions sont présentées ci-dessous.

I.4. Les technologies de filtrage radiofréquence miniaturisées:

Selon la théorie classique de filtrage, un filtre passe-bande peut être réalisé en connectant des inductances et des capacités en réseau suivant une topologie bien déterminée. Toutefois, il est impossible d'utiliser cette approche pour des fréquences supérieures à 500MHz du fait des pertes dans les inductances et les capacités à haute fréquence, qui se traduisent par un mauvais facteur de qualité, de fortes pertes d'insertion, une mauvaise réjection et une large bande de transition. Pour cette raison, les filtres radiofréquence ont souvent constitué une contrainte majeure pour l'implémentation des nouveaux terminaux mobiles fonctionnant dans la gamme des GHz et la recherche de nouvelles idées n'a jamais cessé. Pour arriver à surmonter ces difficultés, d'autres technologies (céramiques, SAW, filtres actifs, et autres) sont adoptées pour répondre aux exigences de la téléphonie mobile. Comme

cela sera présenté dans la suite de ce paragraphe, même les technologies de filtrage radiofréquence modernes ne permettent pas de réunir les performances nécessaires en termes de pertes d'insertion, d'encombrement, de tenue en puissance et de fréquence centrale à l'utilisation de filtres dans les terminaux multistandards.

D'un autre côté, les réalisations des filtres BAW dans cette dernière dizaine d'année sont très encourageantes et montrent d'excellentes performances de filtrage et un coût de fabrication réduit ce qui fait que, malgré les défis rencontrés par cette technologie concernant les techniques de synthèse des filtres ainsi que le rendement de leurs procédés de fabrication, cette technologie peut constituer une solution technologique bien adaptée aux futures générations de téléphone.

De plus, il est envisageable d'intégrer ces filtres avec des modules RF dans l'objectif de réaliser une chaîne radiofréquence complètement intégrée sur une seule puce grâce à la compatibilité entre leurs procédés de réalisation et les procédés de fabrication de circuits **CMOS** et **BiCMOS**^[R.1.39].

Dans la suite de ce document, les technologies de filtrage radiofréquence les plus utilisées dans les terminaux portables sont décrites afin de situer la technologie de filtrage BAW^[R.1.30] par rapport aux autres pour les applications multistandards.

I.4.1. Les filtres actifs intégrés:

Les filtres actifs sont constitués de composants passifs et d'éléments actifs (principalement des amplificateurs opérationnels). Les premiers filtres pour des applications radiofréquences intégrés sur silicium avaient de faibles facteurs de qualité dus aux pertes dans les composants passifs, notamment les inductances à hautes fréquences. Grâce aux nouvelles technologies d'intégration avec des transistors à fréquences de transition élevées et la compensation des faibles facteurs de qualité par des montages amplificateurs, la réalisation de ces filtres à partir de résonateurs à éléments localisés est devenue possible. Deux méthodes de compensation des pertes sont utilisées : les montages à résistance négative^[R.1.52-R.1.55] et les inductances actives^[R.1.56-R.1.59]. Mise à part la compensation des pertes, l'utilisation de ces montages actifs permet la reconfiguration de la réponse des filtres. Ils sont moins encombrants, faciles à réaliser et donc aussi moins coûteux que les filtres passifs^[R.1.51]. Néanmoins, les filtres actifs comportent quelques points faibles. Ils ne sont pas utilisables avec des signaux de fréquences trop élevées et la partie active demande une consommation d'énergie supplémentaire, introduit du bruit, et souffre des problèmes de linéarité et de stabilité. Ces limitations ont fait que l'application des filtres actifs intégrés est restée très restreinte dans les chaînes radio des terminaux mobiles^[R.1.60].

I.4.2. Les filtres céramiques:

Leur utilisation date de la fin des années 1960. Les technologies de matériaux céramiques à haute permittivité diélectrique tels que le $\text{MgTiO}_3\text{-CaTiO}_3$ ^[R.1.32], Ba(Sn,Mg,Ta)O_3 ^[R.1.33] et le Ba(Zn,Ta)O_3 ^[R.1.34] ont connu un grand succès pour la conception des filtres diélectriques miniaturisés

pour la téléphonie mobile. Les matériaux céramiques ont l'avantage d'avoir des pertes diélectriques réduites, une grande stabilité en température (un coefficient de variation de la fréquence en température **TCF** inférieur ou égal à 10ppm/°C) et une permittivité relative importante (entre 20 et 90)^[R.1.32-R.1.36]. Une forte permittivité relative avec des faibles pertes diélectriques se traduit par un facteur de qualité élevé (plus de sélectivité), des faibles pertes d'insertion et une augmentation considérable de la stabilité en température^[R.1.37-R.1.38]. Une haute permittivité relative permet également de réduire la taille du résonateur pour une impédance donnée^[R.1.38] et donc l'encombrement des filtres diélectriques par rapport aux filtres à cavités ou aux filtres à lignes microstrip classiques. Un autre avantage important de cette catégorie de filtre est leur tenue en puissance (quelques Watts) ce qui les rend très adaptés aux applications à fort signal. L'ensemble de ces avantages a permis aux filtres céramiques d'être utilisés pendant plusieurs années dans les duplexeurs, tandis que les filtres RF issus des technologies concurrentes n'ont pas été en mesure de remplir les spécifications en termes de tenue en puissance pour l'application concernée dans les téléphones CDMA à 1900 MHz.

Trois catégories de ces filtres sont les plus utilisés dans les communications mobiles:

- Les filtres monoblocs^[R.1.42-R.1.44]
- les filtres à guides d'ondes^[R.1.45-R.1.47]
- les filtres multicouches^[R.1.48-R.1.50]

Cependant, une contrainte apparaît lors de l'utilisation des filtres céramiques, relative au compromis, nécessaire, entre leur taille et leurs performances de filtrage. En effet, la réduction de leur encombrement nécessite l'utilisation de matériaux céramiques à plus forte permittivité mais qui présentent des pertes assez élevées. De plus, ces filtres ont un coût de fabrication relativement élevé par rapport à d'autres technologies (comme les technologies acoustiques qui seront détaillées par la suite). Ces inconvénients ont fait que ces filtres sont utilisés dans les téléphones portables uniquement lorsqu'ils sont incontournables dans la mesure où d'autres solutions émergentes proposent de meilleures performances en garantissant une miniaturisation et un coût plus faible^[R.1.38-R.1.41].

I.4.3. Les filtres à ondes acoustiques de surface (SAW):

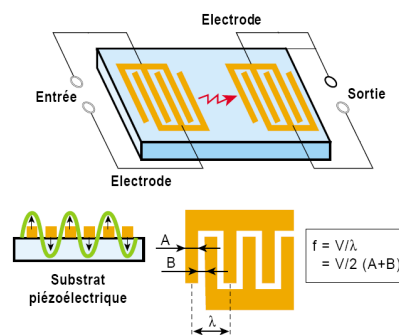


FIG.1-8: Structure de base des filtres à ondes acoustiques de surface^[R.1.31]

Les filtres diélectriques, basés sur des résonances électromagnétiques et qui ont été utilisés dans un premier temps pour réaliser les fonctions de filtrage RF ne permettaient pas de suivre cette forte tendance vers la miniaturisation de la téléphonie cellulaire à cause de leur encombrement. Cette fonction a été confiée aux composants acoustiques comme nous le verrons dans la suite.

Le point commun à tous les filtres électroacoustiques est qu'ils utilisent la conversion d'énergie électrique en énergie acoustique et vice versa. L'intérêt d'exploiter les phénomènes acoustiques est que la propagation des ondes acoustiques se fait avec une vitesse beaucoup plus faible que celle des ondes électromagnétiques^[R.1.71].

Le principe de base pour ce choix est simple : étant donné que la vitesse du son dans les solides est typiquement 10 000 fois plus faible que la vitesse d'une onde électromagnétique, la longueur d'onde acoustique est seulement de quelques μm à 1GHz, alors que pour une onde électromagnétique à la même fréquence, la longueur d'onde λ est de quelques dizaines de cm dans l'air. Ceci permet de construire des résonateurs à ondes acoustiques de très petite taille. L'effet piézoélectrique présent dans certains matériaux est utilisé pour coupler l'énergie entre les domaines électriques et acoustiques (et inversement).

C'est le même principe que celui des résonateurs à quartz qui ont été longtemps utilisés en particulier pour réaliser des fonctions de filtrage. Mais devant les limitations en fréquence insurmontables de ces résonateurs (typiquement, ce composant permet d'atteindre des résonances ne dépassant pas la centaine de Mégahertz) et la limitation en bande passante, les SAW sont devenues la solution technologique pour le filtrage haute fréquence.

Les composants SAW transforment via un transducteur interdigité les ondes électromagnétiques entrantes en ondes acoustiques. Celles-ci se propagent à faible vitesse v (comparée à la vitesse de la lumière) en surface du milieu piézoélectrique. En sortie, la transformation inverse (de l'acoustique vers l'électromagnétique) est effectuée (**FIG.1-8**).

Les transducteurs d'entrée et de sortie sont constitués d'électrodes métalliques en forme de peigne aux doigts entrelacés (interdigités) qui sont déposés sur un matériau piézoélectrique. Lorsqu'on applique un champ électrique sur ces électrodes, on vient exciter les ondes acoustiques de surface. Pour une fréquence bien déterminée, ceci permet de créer une perturbation acoustique constructive pour les ondes de surface. Pour toutes autres fréquences, l'excitation produite entre les électrodes est de forme destructive et donc a tendance à s'atténuer. Dans ce type de transducteur la demi-longueur d'onde est fixée par la distance entre deux bandes métalliques consécutives (ou la périodicité du système d'électrodes). Ainsi, la fréquence est inversement proportionnelle à cette dimension latérale.

Les ondes acoustiques évoluent en surface du substrat, suivant le mode de propagation d'une déformation dans un solide (mode de Rayleigh), avec un temps de propagation égal au rapport de λ/v .

Les premières utilisations de ces ondes acoustiques de surface en électronique datent de 1965 avec les travaux de White et Voltmer^[R.1.61] qui ont réalisé le premier dispositif permettant la génération et la

détection d'ondes de Rayleigh à la surface d'un substrat piézoélectrique. Toutefois la découverte scientifique de ces ondes est due au physicien Lord Rayleigh qui s'intéressait au tremblement de terre^[R.1.62]. Ce dernier a remarqué que lors d'un séisme, une première secousse arrive suivie par une deuxième après un certain temps. Il a pu montrer en 1885 que dans un milieu semi-infini, une onde acoustique peut se propager au voisinage de la surface libre. Cette onde est quasiment confinée à la surface et elle se propage moins vite que les ondes de volume. En conséquence la première et la deuxième secousse correspondent respectivement à l'onde longitudinale et l'onde transversale.

Le premier filtre SAW utilisant la résonance de ces modes acoustiques de surface est réalisé en France en 1969 sur Quartz^[R.1.68].

A partir de ce moment et jusqu'au milieu des années 1980, les filtres SAW connaissent un développement très important dans le cadre des applications militaires telles que les équipements radar (lignes à retard, filtres de bande etc.) et dans les récepteurs TV^[R.1.69-R.1.70].

Mais ils connaissent leur véritable heure de gloire à partir des années 1990 en devenant les composants indispensables des systèmes de communications sans fil grâce aux exigences de sélectivité et de réduction de taille imposées par les systèmes de radiocommunication mobile^[R.1.63-R.1.67].

Au début, les filtres SAW sont utilisés pour le filtrage aux fréquences intermédiaires (FI) des standards GSM, puis CDMA. Les filtres radiofréquences (RF) ont été développés un peu plus tard (fin des années 1990) grâce aux progrès de la photolithographie qui permettent d'atteindre les fréquences de 1 puis 2 GHz. Aujourd'hui, les filtres FI ont presque disparu des téléphones GSM et auront bientôt disparu des téléphones CDMA, remplacés par le filtrage numérique et l'adoption des architectures à conversion directe (ou faible FI)^[R.1.71].

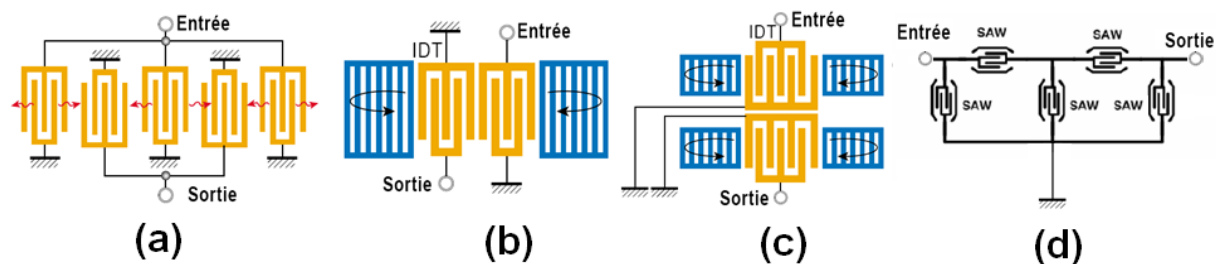


FIG.1-9: Vue supérieure de quelques structures de base des filtres SAW^[R.1.31-R.1.72]: (a) IIDT (b) DMS à Couplage longitudinal (c) DMS à Couplage transverse et (d) filtre SAW à résonateurs en échelle d'ordre 5 (en jaune les transducteurs, en bleu les parois réfléchissantes)

Actuellement, les filtres SAW dominent le marché : cette technologie est exploitée sur une très large plage de fréquences allant de la centaine de MHz à plus de 2 GHz. Ils ont deux positions stratégiques dans les systèmes de communications sans fil: soit en tant que filtre RF (ou filtre de tête ou encore filtre d'antenne) placé près de l'antenne pour sélectionner la fréquence attendue (Duplexeur, GPS, WLAN et autres) pour la gamme de fréquence allant de quelques centaines de MHz à plus de 2 GHz, soit comme filtre de fréquence intermédiaire (FI) qui s'attribuent la plage de 70 à 400MHz.

En fonction de l'application visée, différentes configurations de filtres SAW sont possibles : les filtres à transducteur interdigité IIDT (Interdigitated InterDigital Transducer) classique ^[R.1.73-R.1.74], les filtres à résonateurs ^[R.1.72,R.1.75,R.1.76] et les filtres double modes DMS (Double Mode SAW filter) ^[R.1.77-R.1.78]. Quelques unes de ces structures sont représentées sur la **FIG.1-9**.

Les filtres SAW restent aujourd'hui incontournables dans les étages RF des téléphones, où le filtrage numérique n'est pas encore possible car ils sont capables de réunir des très bonnes performances en sélectivité, temps de retard de groupe, faibles pertes d'insertion et, bien évidemment, faible encombrement. En particulier, cette technologie présente un coût de fabrication extrêmement compétitif (malgré le coût élevé du substrat piézoélectrique) grâce à la simplicité de son processus de fabrication (dépôt et gravure d'une unique couche de métal sur un substrat piézoélectrique à la base) et son temps de cycle très court. Cette technologie permet aussi une grande flexibilité sur les caractéristiques du filtre en jouant sur la conception du filtre et sur le substrat piézoélectrique sans changer le processus de fabrication ^[R.1.38-R.1.40]. Toutefois, les filtres SAW ont deux inconvénients majeurs : leur limitation en fréquence et leur faible tenue en puissance. En effet, la fréquence d'opération des filtres SAW est principalement limitée par le procédé de gravure des peignes interdigités. En général, la largeur des électrodes des transducteurs IDT ainsi que leur espacement doivent correspondre à un quart de la longueur d'onde acoustique de surface. Au-delà de 2,5 GHz, l'espacement entre les peignes interdigités est inférieur à 0,3 μm , ce qui nécessite des étapes de photolithographie submicronique très coûteuses. De plus, les transducteurs IDT réalisés sont très fins, ce qui augmente significativement les pertes d'insertion des filtres, entraîne des problèmes de court-circuit et d'électro-migration et diminue le rendement des filtres.

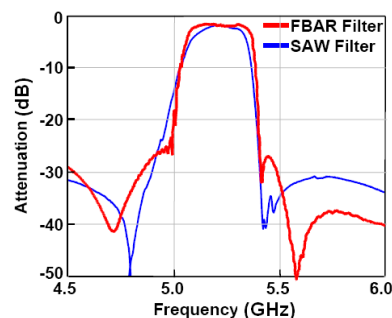


FIG.1-10: Comparaison des performances d'un filtre SAW et BAW à 5GHz publié par FUJITSU

Actuellement, les procédés de fabrication permettent d'avoir une résolution de 0.25 μm , ce qui correspond à une fréquence d'opération de 4 GHz pour le LiTaO₃. Des techniques plus avancées de lithographie telles que la gravure par faisceau d'électrons (E-beam) pouvant atteindre jusqu'à une résolution de 30 nm ont été développées ^[R.1.79-R.1.80]. Cependant, ces techniques ont un coût trop élevé pour être utilisés aujourd'hui dans une chaîne de fabrication microélectronique standard. De plus, les performances obtenues, en dépit de la complexité de la réalisation, restent nettement inférieures à celles des filtres BAW réalisés pour la même fréquence (**FIG.1-10**).

Un autre problème majeur des SAW est leur sensibilité aux niveaux élevés de puissance qui peut entraîner des problèmes de décharges électrostatique, de claquage, d'électro-migration (migration des atomes sous forte densité de courant) et d'acousto-migration (migration des atomes sous stress important). En effet, une forte excitation électrique (surtout pour les filtres utilisés sur la chaîne d'émission) entraîne la génération d'efforts mécaniques répétitifs dans les électrodes. Ces efforts peuvent induire la migration d'atomes d'Aluminium le long des interfaces des grains et occasionner la dégradation de la structure métallique^[R.1.81]. Ceci réduit la fiabilité des filtres SAW aux applications de niveau de puissance supérieur à 1 W^[R.1.82]. Pour limiter ces effets, MURATA a proposé une méthode d'épitaxie de la couche d'aluminium^[R.1.86]. Cette méthode permet un gain en durée de vie de 10^5 sous une puissance de 0,8W par rapport à l'aluminium non épitaxié.

D'autres inconvénients de cette technologie, mais qui sont moins critiques, peuvent être cités tels que la dérive en température. En général, le TCF des filtres SAW dépend principalement de la stabilité des propriétés du substrat en température (en premier lieu les constantes élastiques). Ce coefficient est assez élevé pour les SAW (entre -38ppm/K pour le LiTaO_3 jusqu'à -80ppm/K pour le LiNbO_3 ^[R.1.40]) comparés aux BAW qui ont un TCF autour de -20ppm/K sans compensation. Les SAW sur Quartz (suivant certaines coupes) permettent d'avoir une bonne stabilité en température, toutefois le couplage est trop faible pour construire des filtres RF destiné à la téléphonie cellulaire. Si cette dérive en température ne pose pas un problème majeur pour les standards classiques tels que la norme UMTS WCDMA dont la bande d'émission et celle de réception Rx sont séparées de 130MHz, des filtres ayant une telle dérive ne permettent pas de répondre aux exigences du standard américain PCS qui a un espacement en fréquence de 20 MHz entre les deux bandes Tx et Rx. Pour ce standard, la dérive en température ne doit pas dépasser les -25ppm.K^{-1} ce qui représente un véritable défi pour les SAW. Néanmoins, la compagnie MURATA a réussi à réduire le TCF entre -5 et -10ppm/°C, qui sont des résultats impressionnants pour un filtre SAW, en combinant différents substrats avec des matériaux à haute masse volumique pour les électrodes et une couche de SiO_2 ^[R.1.83-R.1.84]. D'autres solutions ont été proposées par Tsutsumi *et al.* (FUJITSU) grâce au report d'une couche piézoélectrique en LiTaO_3 sur un substrat saphir possédant une plus faible dérive en température^[R.1.72].

On peut citer comme inconvénient pour les SAW leur sensibilité aux contaminations en surface. Vu que les ondes acoustiques dans un dispositif SAW se propagent en surface du substrat piézoélectrique, les propriétés électriques du dispositif sont sensibles à toute contamination et il est donc nécessaire de développer une encapsulation particulière au prix de la miniaturisation. Dans l'objectif de réduire l'encombrement, EPCOS a proposé la technologie **CSSP** (Chip-Sized SAW Packaging) inspirée de la méthode de "flip-chip" utilisée pour les procédés de la microélectronique, et qui permet de réduire l'encombrement de manière conséquente^[R.1.87].

Dans cette logique d'intégration de fonctions pour la miniaturisation et la diminution des coûts, des fournisseurs proposent des puces contenant plus d'un filtre (deux à trois filtres pour un seul boîtier) ou intégrant plus de fonctions : filtrage, conversation de mode (balun), adaptation d'impédance [R.1.88].

Malgré l'intérêt des solutions proposées en littérature pour surmonter ces limitations et les résultats encourageants, l'intérêt croissant exprimé par de grands acteurs de la technologie SAW tels que EPCOS, FUJITSU, TRIQUINT pour la technologie BAW et même leur recours à utiliser cette solution pour construire des modules combinant les filtres SAW pour la réception et les filtres BAW pour l'émission, met en cause l'efficacité et la rentabilité économique des solutions SAW proposées [R.1.89-R.1.91]. Ces anticipations montrent que la solution SAW demeure mal adaptée à des fréquences d'utilisation supérieures à 2 GHz et à un fonctionnement à fort signal [R.1.18]. De même, l'incompatibilité des composants SAW avec les technologies de fabrication de la microélectronique, interdit leur intégration sur silicium, et la réalisation à terme de toutes les fonctions du téléphone sur une seule puce. C'est pourquoi on a vu émerger depuis une vingtaine d'années une nouvelle technologie, exploitant des ondes acoustiques de volume (BAW : Bulk Acoustic Wave) cette fois, et que nous présenterons dans la suite.

I.5. La technologie à ondes acoustique de volume (BAW): une «nouvelle» solution, de nouveaux défis

L'âge d'or des filtres SAW prend fin lorsque EPCOS, FUJITSU, TRIQUINT décident à partir de 2006 (EPCOS commence puis les autres un peu plus tard) de passer à la phase de production des BAW même s'ils gardent la production des SAW comme activité principale (FIG.1-11) [R.1.91].

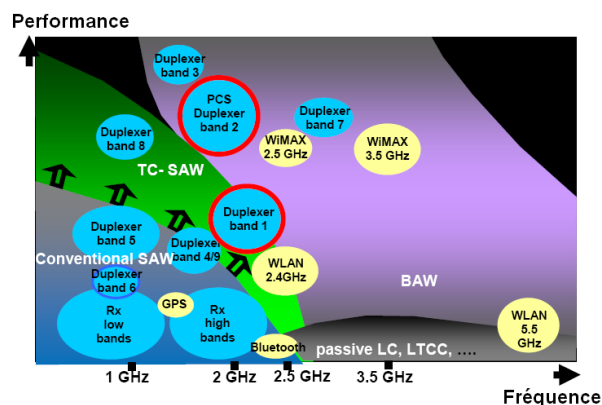


FIG.1-11: comparaison des performances des technologies SAW et BAW pour les applications téléphonie mobile, en montant plus haut en fréquence, les BAW sont meilleurs même avec les SAW compensés en température (TC SAW) [R.1.113]

Par son principe de fonctionnement, la technologie BAW n'est pas limitée en fréquence de fonctionnement par la résolution lithographique car le dimensionnement du résonateur se joue au premier ordre sur l'épaisseur de la couche piézoélectrique. La tenue en puissance des résonateurs BAW est également meilleure que celle des SAW, car la puissance RF est répartie dans le volume de

la couche piézoélectrique qui présente en lui-même une tenue remarquable à la puissance. On voit immédiatement l'intérêt d'une telle technologie pour dépasser les limitations principales des dispositifs SAW et anticiper les besoins futurs dans la radiocommunication.

En conséquence, l'intérêt pour cette technologie augmente considérablement au cours des dernières années non seulement grâce à ces avantages mais aussi à d'autres avantages qu'on va développer par la suite. Ainsi, elle a vécu une évolution rapide pour passer en une vingtaine d'années du stade de recherche et développement à la production. La compagnie AVAGO (précédemment AGILENT) est la première à commercialiser ce type de filtre en décembre 2001. Toutefois, comme les autres technologies, elle présente quelques inconvénients qui seront discutés dans les paragraphes qui suivent.

I.5.1. Principe de fonctionnement d'un résonateur BAW:

La construction des filtres passe-bande à partir des résonateurs BAW telle qu'on la connaît aujourd'hui est relativement récente avec une histoire qui débute dans les années 80. Mais son ancêtre n'est autre que le résonateur à quartz développé au début du XX^{ème} siècle pour les applications base de temps et filtrage^[R.1.93-R.1.95].

La structure de base est une capacité Métal-Isolant-Métal (MIM) dont le diélectrique est un matériau piézoélectrique pris en sandwich entre deux électrodes métalliques de faible épaisseur (**FIG.1-12**). Suite à l'application d'un champ électrique, le matériau piézoélectrique est le siège d'une déformation grâce au phénomène de piézoélectricité inverse (ou l'effet Lippman 188^[R.1.96]). L'effet piézoélectrique a aussi un effet direct (qui a été mis en évidence par Pierre et Jacques Curie en 1880) qui est l'apparition d'une polarisation électrique suite à l'application d'une déformation dans certains matériaux^[R.1.96-R.1.97].

La déformation générée suite à l'application d'un champ électrique se propage dans le matériau avec une vitesse v qui dépend des propriétés élastiques du matériau dans la direction de propagation:

$$v = \sqrt{\frac{C}{\rho}} \quad (Eq.1-1)$$

avec C (Pa) la constante élastique et ρ (kg/m³) la masse volumique.

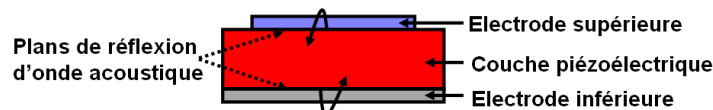


FIG.1-12: La capacité Métal-Isolant-Métal, structure de base d'un résonateur BAW

Ainsi, l'onde acoustique générée va se propager dans une direction bien déterminée et lorsqu'elle rencontre une discontinuité acoustique (interface entre deux milieux à différentes impédances acoustiques). Il y a création d'une onde réfléchie à l'interface des deux milieux. Le phénomène de résonance aura lieu suite à la construction d'une onde stationnaire, si l'onde de retour présente des

propriétés de superposition avec l'onde incidente, pour des dimensions caractéristiques telles que la longueur de propagation. Cette longueur doit être égale à n fois la demi-longueur d'onde λ (où n est un nombre entier):

$$l = n \frac{\lambda}{2} \quad (Eq.1-2)$$

Sachant que :

$$f = \frac{v}{\lambda} \quad (Eq.1-3)$$

D'où on déduit la fréquence de résonance du mode fondamental :

$$f = \frac{v}{2l} \quad (Eq.1-4)$$

Pour les premiers dispositif à ondes de volume qui sont les résonateurs à Quartz à sufaces planes, suivant le mode excité, la fréquence de résonance varie entre quelques kHz (pour un résonateur en mode de flexion) jusqu'à quelques dizaines de MHz (pour les résonateurs en cisaillement d'épaisseur)^[R.1.92]. La fréquence de résonance dans ces modes est fixée (en considérant uniquement la couche piézoélectrique) par la longueur caractéristique de propagation de l'onde dans la couche piézoélectrique qui est souvent son épaisseur. Les premiers résonateurs à quartz sont réalisés à partir de substrats monocristallins amincis afin d'obtenir la fréquence de résonance désirée. Les techniques d'usinage les mieux maîtrisées ont permis de réduire l'épaisseur jusqu'à environ 8 μm (soit une fréquence de résonance de 200 MHz)^[R.1.92,R.1.101]. Monter plus haut en fréquence avec ces méthodes est très contraignant ce qui a conduit les industriels à développer des méthodes pour le dépôt de couches minces des matériaux piézoélectriques tels que le sulfure de cadmium (CdS), l'oxyde de Zinc (ZnO) et le nitrure d'Aluminium (AlN). Ces couches de faibles épaisseurs avec des propriétés piézoélectriques permettent la réalisation des résonateurs à hautes fréquences^[R.1.102-R.1.108].

I.5.2. La technologie BAW sur membrane (FBAR):

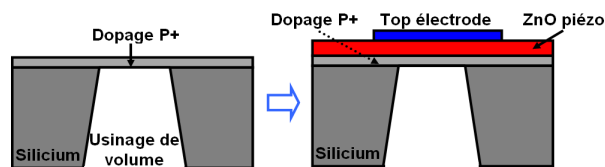


FIG.1-13: Procédé d'usinage de volume utilisé pour réaliser l'isolation acoustique pour les premiers FBAR

Les premiers résonateurs BAW de type **FBAR** (Film Bulk Acoustic Resonator) apparaissent en 1980 en utilisant le ZnO comme matériau piézoélectrique^[R.1.109-R.1.111]. Afin de pouvoir confiner l'énergie acoustique dans la partie active du résonateur, une forte isolation acoustique est nécessaire. Celle-ci est assurée par une cavité d'air sous le résonateur, en gravant le substrat par procédé d'usinage de volume

(FIG.1-13). Pour les premiers FBAR, la fréquence de résonance du mode fondamental est de 490 MHz avec un facteur de qualité de 3000 à la résonance^[R.1.109] (10 fois moins que le facteur de qualité d'un BAW sur Quartz).

Ces premiers résultats sont très encourageants, toutefois le procédé d'usinage de volume présente quelques inconvénients dont les principaux sont la fragilisation du substrat, l'incompatibilité avec les procédés standards de la microélectronique et le coût élevé. Cinq années plus tard, une équipe de Toshiba propose une nouvelle technologie dite d'usinage de surface (FIG.1-14) qui utilise une couche sacrificielle pour réaliser la cavité d'isolation sous le résonateur.

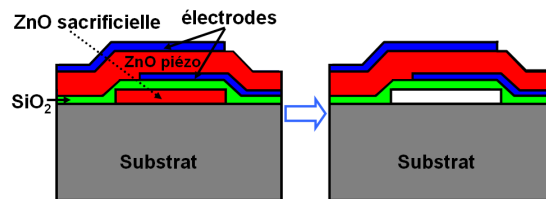


FIG.1-14: Principe du procédé d'usinage de surface pour réaliser l'isolation acoustique d'un FBAR

Ainsi la technologie BAW sur membrane ou FBAR, qui représente une extension du principe de fonctionnement d'un cristal de quartz en mode d'épaisseur, est la première version des résonateurs à onde de volume moderne. Cette approche nécessite moins de couches à déposer (ce qui était un avantage important au début du développement des BAW) et permet une excellente isolation acoustique dans la mesure où l'impédance acoustique de l'air est généralement de cinq ordres de grandeur inférieure à celle d'un matériau solide. Toutefois, l'isolation par une cavité d'air est pénalisante au niveau de la dissipation thermique vers le substrat. Il en résulte que la variation de température d'un FBAR est plus élevée que celle d'un SMR (qui sera introduit par la suite) suite à la dissipation de la même quantité de puissance dans un résonateur ayant les mêmes dimensions^[R.1.38, R.1.118]. De surcroît, la génération d'effets nonlinéaires (qui augmente avec la température du dispositif) est plus importante pour un FBAR qu'un SMR^[R.1.119]. Un problème potentiel supplémentaire de cette structure est sa fragilité mécanique comparée à la structure SMR et la contrainte importante au sein de la structure qui peut entraîner des problèmes de fiabilité^[R.1.38]. Malgré cela, les filtres BAW commercialisés de façon rentable à ce jour sont principalement à base de résonateurs sur membranes auto-supportées (AVAGO, ex-AGILENT).

I.5.3. La technologie BAW sur réflecteur de Bragg (SMR):

Une autre méthode pour réaliser l'isolation acoustique consiste à utiliser un réflecteur de Bragg (FIG.1-15). C'est la transposition d'un principe largement exploité en optique qui est le miroir de Bragg grâce à l'analogie entre les deux domaines (Tableau.1-1)^[R.1.123, R.1.124].

Le principe consiste à réaliser un empilement alterné des couches quart-d'onde ($\lambda/4$) de matériaux à faible et forte impédance acoustique sous la partie active du résonateur (la capacité MIM) où λ est la

longueur d'onde acoustique dans le matériau à la fréquence de résonance du résonateur. Dans cette configuration, les résonateurs sont appelés **SMR** (Solidly Mounted Resonator) ou **S-BAW**. Un accord d'épaisseur en $\lambda/4$ des couches de Bragg permet d'obtenir des ondes réfléchies en phase avec les ondes incidentes, une réflectivité maximale et des couches de Bragg de faibles épaisseurs^[R.1.125].

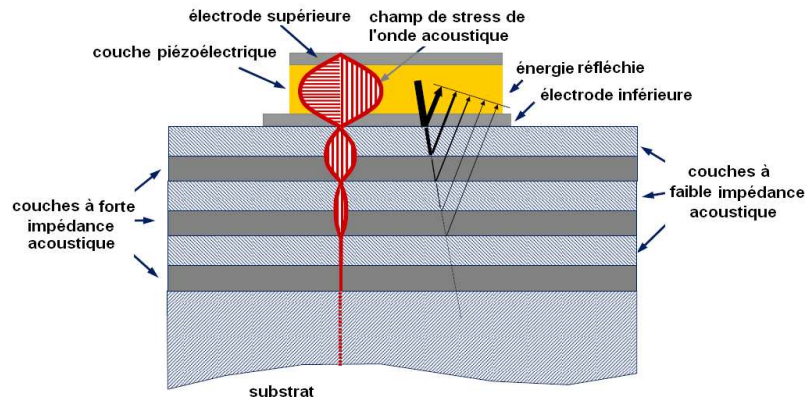


FIG.1-15: Résonateur BAW avec un réflecteur de Bragg ou SMR

Optique :	Acoustique :
Champ électrique E	Pression acoustique P
Indice optique n	lenteur acoustique $s=1/v$
Impédance optique $1/n$	Impédance acoustique Z_a

Tableau.1-1: Analogie entre le domaine optique et le domaine acoustique, e est l'épaisseur du milieu traversé par l'onde optique ou acoustique

En s'inspirant des travaux de Newell^[R.1.120-R.1.121] qui propose cette idée pour les résonateurs à Quartz en 1965, une équipe de Motorola, propose dans un brevet en 1994 une structure BAW montée sur un réflecteur de Bragg (SMR ou S-BAW) afin de réaliser une isolation acoustique différente des FBAR en utilisant une série de couches à fort et faible impédance acoustique respectivement^[R.1.122]. Cette idée est réalisée pour la première fois en 1995 par Lakin, un des pionniers du domaine des BAW^[R.1.128]. Cette approche est désormais la plus répandue parmi les principaux acteurs du domaine (INFINEON, ex- division de SIEMENS puis rachetée par AVAGO en 2008), TFR (rachetée par TRIQUINT en 2005), TRIQUINT, EPCOS, PHILIPS, LETI et autres (**FIG.1-16**). En effet cette solution est plus simple à fabriquer avec des procédés standards de la microélectronique, moins fragile à manipuler lors des étapes d'encapsulation et d'assemblage, plus robuste mécaniquement parlant et mieux adaptée pour les niveaux de puissance élevés grâce à sa meilleure dissipation thermique vers le substrat. Cet avantage conduit aussi à l'atténuation du niveau des harmoniques fortement lié à la température du filtre à laquelle contribue également le miroir de Bragg qui est généralement désadapté pour ces fréquences.

Cette structure nécessite toutefois le dépôt de couches supplémentaires et même la gravure des couches du miroir de Bragg si celles-ci sont métalliques ce qui est généralement le cas car on préfère utiliser un empilement W/SiO₂. De plus, cette solution devient très coûteuse pour des résonateurs au dessous des 500MHz, mais il ne semble pas que cela constitue un problème majeur spécifique aux

SMR car les filtres BAW seront de toute façon plus coûteux et mal placés pour concurrencer les SAW au dessous de 1GHz. Comparée à la structure FBAR, la structure SMR présente un coefficient de couplage et un facteur de qualité moins bon car son isolation acoustique est moins bonne.

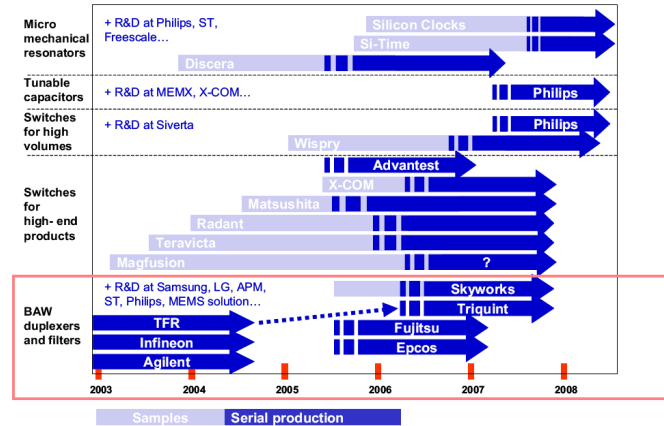


FIG.1-16: Statut commercial des MEMS RF en 2006 et prévision jusqu'à 2008, les principaux acteurs des BAW apparaissent sur le schéma entre l'étude et la production [R.1.127]

Pour expliquer le mode de fonctionnement d'un réflecteur de Bragg, il faut introduire la notion de l'impédance acoustique Z_a . Cette grandeur physique caractérise l'impédance qu'un milieu oppose à sa mise en mouvement lorsqu'il est traversé par une onde acoustique. Elle peut s'exprimer en fonction de la masse volumique ρ et de la vitesse acoustique dans le milieu v :

$$Z_a = \rho v \quad (Eq.1-5)$$

Si R est le rapport entre l'amplitude de l'onde incidente et celle de l'onde réfléchie (**FIG.1-17**), ce rapport peut s'exprimer en fonction du rapport des impédances acoustiques des deux milieux $r = \frac{Z_{a,2}}{Z_{a,1}}$:

$$R = \frac{1-r}{1+r} \quad (Eq.1-6)$$

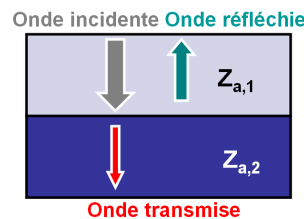


FIG.1-17: Réflexion d'une onde acoustique sur une interface entre deux matériaux d'impédances acoustiques différentes

Dans le cas d'un empilement de n couches, il suffit de calculer l'impédance acoustique équivalente du réflecteur « vue » par l'électrode inférieure en utilisant un modèle de type ligne de transmission. Ce modèle permet de décrire l'impédance acoustique Z_n présentée par une couche en fonction de l'impédance acoustique de la couche inférieure Z_{n-1} [R.1.13]. Ainsi on obtient l'impédance acoustique

équivalente du miroir de Bragg Z_{Bragg} puis on calcule le coefficient de réflexion R pour l'onde longitudinale à l'interface électrode inférieure/miroir de Bragg définie comme suit :

$$R = \frac{Z_{\text{électrode}} - Z_{\text{bragg}}}{Z_{\text{électrode}} + Z_{\text{bragg}}} \quad (\text{Eq.1- 7})$$

Dans le cas pratique, on utilise deux matériaux pour le réflecteur de Bragg d'impédance respective $Z_{a,1}$ pour la couche à faible impédance et $Z_{a,2}$ pour la couche à forte impédance. Dans ce cas, la réflectivité est approximée par la relation suivante^[R.1.38]:

$$R = 1 - \left(\frac{Z_{a,1}}{Z_{a,2}} \right)^N Z_{\text{substrat}} \quad (\text{Eq.1- 8})$$

où $N/2$ est nombre de paires de couches. Ainsi, la réflectivité du miroir de Bragg est fonction de la fréquence, du nombre de couches et du rapport des impédances acoustiques des deux couches.

Différents couples de matériaux peuvent être utilisés pour le réflecteur de Bragg tels que W/SiO₂, SiN/SiOC et AlN/SiO₂. Les critères principaux pour choisir les matériaux de miroir de Bragg sont les suivants:

- Un rapport d'impédance acoustique élevé (7,71 pour le réflecteur de Bragg W/SiO₂ le plus utilisé)
- Une compatibilité avec les procédés de la microélectronique
- Et de préférence des matériaux diélectriques pour éviter tout couplage entre les résonateurs voisins.

Dans le cas d'utilisation de métaux (comme le tungstène W), il faut graver le métal en dehors des zones actives afin d'éviter des couplages capacitifs parasites.

Un fort rapport d'impédance acoustique permet de réduire le nombre de couches de miroir de Bragg pour obtenir une forte réflexion et permet d'élargir la bande de réflexion du miroir.

Les **FIG.1- 18 (a)** et **(b)** montrent les résultats de simulation du module du coefficient de réflexion en fonction du choix des matériaux et en fonction du nombre de couches utilisées.

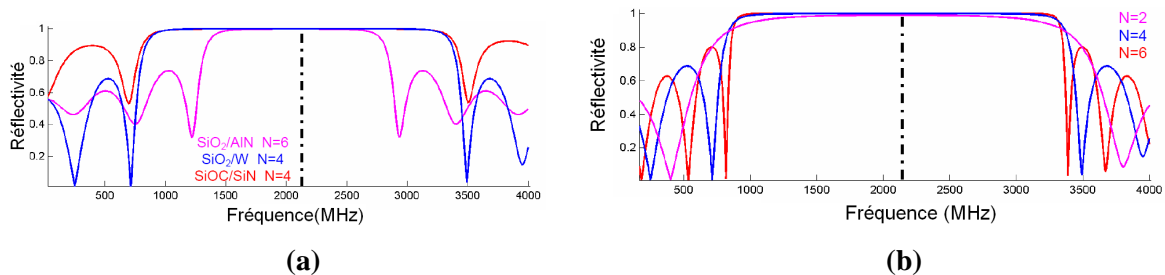


FIG.1-19: Evolution de la réflectivité du miroir de Bragg en fonction du (a) couple de matériaux choisi, de la fréquence et (b) du nombre de couches pour un miroir de Bragg en SiO₂/W ^[R.1.14]

En utilisant quatre couches (SiN/SiOC ou W/SiO₂), cette configuration en $\lambda/4$ conduit à une excellente isolation sur une large plage de fréquence du mode fondamental en épaisseur (**TE1**) dont la résonance et l'antirésonance seront utilisées par la suite pour construire le filtre (**FIG.1-19**). Toutefois, cette

configuration est mal adaptée pour isoler les modes transverses comme on le verra par la suite. Ainsi il est nécessaire de procéder à une optimisation acoustique (cf. paragraphe I.5.5).

I.5.4. La technologie BAW sur cavité résonante (HBAR):

Les résonateurs **HBAR** (High Overtone Bulk Acoustic Resonator) sont aussi des résonateurs à ondes de volume [R.1.166]. Comme un FBAR, un résonateur HBAR est constitué d'une partie active qui est la capacité MIM (appelée aussi transducteur) montée cette fois sur un matériau épais (500µm) (**FIG.1-20**) présentant un fort facteur de qualité acoustique Q_a (tel que le Saphir : $Q_a=2.10^5$ à 1GHz, le $LiNbO_3$: $Q_a=10^5$ à 1GHz) définit comme suit :

$$Q_a = \frac{\rho v^2}{2\pi\eta} \quad (Eq.1- 9)$$

où η (en Pa.s) est la viscoélasticité. Des ondes stationnaires vont s'établir dans la cavité résonante comme dans un interféromètre Fabry-Perot. Le transducteur va coupler une faible partie de son énergie avec le substrat de faible perte acoustique. Dans la mesure où les dimensions de la cavité résonante sont beaucoup plus importantes que celles du transducteur, la résonance et le facteur de qualité du dispositif sont ceux de la cavité qui emmagasine la plus grande part de l'énergie acoustique ce qui permet d'obtenir de fort facteur de qualité (64000 à 1,6GHz et 20000 à 2GHz). Comme les dimensions de la cavité sont très grandes par rapport à celles du transducteur, la fréquence de fonctionnement utilisée est un multiple de la fréquence fondamentale, ce qui explique cette appellation de High Overtone Acoustic Resonator. Ainsi, un HBAR est plutôt utilisé à haute fréquence comme partie résonante d'un oscillateur.

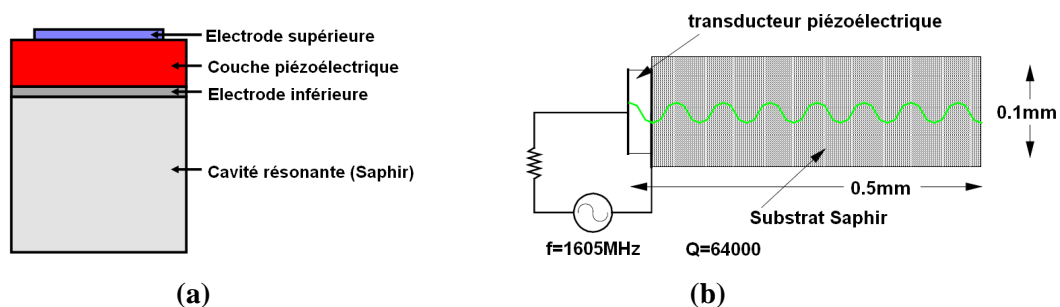


FIG.1-20: (a) Configuration d'un HBAR, l'épaisseur du substrat est très grande comparée à celle du transducteur, (b) Ondes stationnaires dans le substrat, un HBAR avec un facteur de qualité de 64000@1.6GHz

Toutefois, les dimensions ainsi que l'encombrement excessif du spectre autour de la fréquence de résonance (**FIG.1- 21**) choisie ne permettent pas d'envisager aujourd'hui l'utilisation des HBAR pour des applications de filtrage à haute fréquence [R.1.148]. Dans la suite de cette étude, nous nous intéressons principalement à la technologie étudiée dans ce mémoire qui est la technologie sur réflecteur de Bragg (SMR).

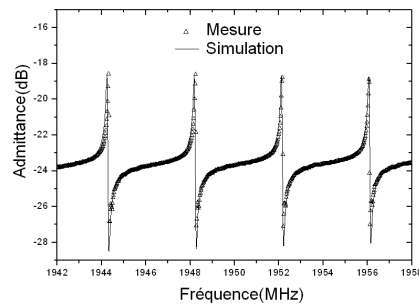


FIG.1- 21: Admittance d'un HBAR sur un substrat de LiNbO_3 autour de 1.95GHz avec un facteur de qualité supérieur à 4.10^4 montrant la série de résonance-antirésonance d'un HBAR

I.5.5. Optimisation acoustique d'un dispositif BAW SMR:

Comme cité ci-dessus, une configuration en $\lambda/4$ du miroir acoustique ne permet pas d'optimiser les performances acoustiques du dispositif (**FIG.1-22 (a)**) (couplage de modes par la géométrie et génération de vibration transverse). Une première étape consiste à jouer sur les épaisseurs du miroir de Bragg pour isoler le mode d'épaisseur et des ondes parasites. Cette optimisation peut être réalisée en simulant la réflexion (ou la transmission) du miroir de Bragg à l'aide du modèle de Mason (qui sera introduit par la suite) en remplaçant les vitesses acoustiques des ondes longitudinales par les vitesses des ondes transverses des différents matériaux^[R.1.126]. La **FIG.1-22 (b)** montre qu'il est possible de trouver une combinaison d'épaisseurs pour laquelle le réflecteur de Bragg est optimisé pour les deux polarisations autour de la fréquence de résonance.

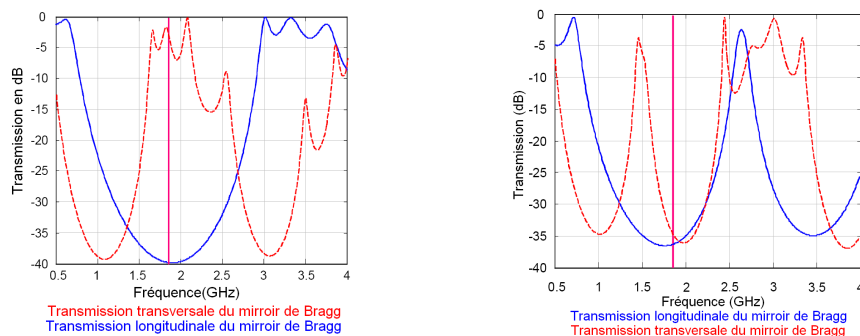


FIG.1-22: Comparaison de la transmission simulée du réflecteur de Bragg W/SiO_2 à quatre couches (a) pour un empilement en $\lambda/4$ (b) pour un empilement optimisé pour réduire la transmission en modes longitudinal et transversal^[R.1.126]

Par ailleurs, cette optimisation du miroir de Bragg fait apparaître des parasites sur la réponse électrique du résonateur SMR qui vont dégrader les performances des filtres par la suite (augmentation des pertes d'insertion et ondulation dans la bande passante). Ces dégradations sont dues à la présence des composantes de propagation latérales dans la partie active qui se réfléchissent aux extrémités du résonateur (discontinuité due à l'arrêt du métal) pour former des ondes stationnaires si la zone active dispose de faces symétriques (carrée, rectangulaire, etc.). Plusieurs solutions ont été proposées pour réduire les modes parasites latéraux (ajout des matériaux avec une viscoélasticité élevée sur les bords

des électrodes, utilisation d'électrodes à formes asymétriques (« apodisation » (**FIG.1-23 (b)**)) et utilisation d'un cadre sur le bord des électrodes pour empêcher la génération d'onde se propageant latéralement (la « frame » (**FIG.1-24**)) [R.1.171].

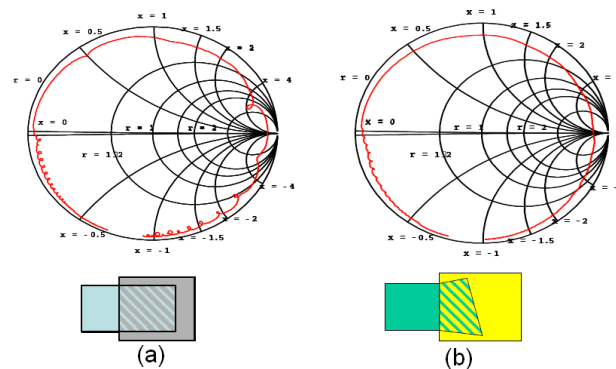


FIG.1-23: Comparaison de l'abaque de Smith d'un résonateur FBAR (a) non pondéré («non apodisé») et (b) pondéré («apodisé»), l'effet des modes parasites est moins important dans la deuxième structure



FIG.1-24: Coupe suivant le plan XZ d'un résonateur (on montre uniquement la couche piézoélectrique et les deux électrodes) (a) sans cadre et (b) avec cadre

Après avoir expliqué le fonctionnement d'un BAW, les différents types de résonateurs BAW ainsi que les développements technologiques pour améliorer les performances acoustiques, nous présentons dans la suite les différentes architectures de filtrage utilisées, ainsi que leurs principes de fonctionnement.

I.5.6. Les applications de la technologie BAW:

La première application de la technologie BAW est certes l'application filtrage passe-bande, toutefois, cette technologie commence à élargir son spectre d'utilisation en cherchant à développer de nouvelles solutions non seulement pour le secteur de télécommunications mais aussi pour d'autres domaines comme l'automobile, le secteur médical ainsi que pour d'autres applications que nous aborderons brièvement dans la suite.

I.5.6.1. Les filtres BAW passe-bande:

La première application des ondes acoustiques de volume dans des couches minces est de construire des filtres passe-bande pour les fréquences au GHz fondés sur le même principe de fonctionnement que les résonateurs à ondes acoustiques de volume introduits précédemment. Dans le cadre de l'étude actuelle, nous nous intéresserons dorénavant au mode d'épaisseur fondamental (TE1). Contrairement

aux filtres SAW, le principe de fonctionnement des filtres BAW consiste à exciter une onde acoustique de volume qui se propage selon l'épaisseur de la structure. La fréquence d'opération de ces filtres est donc directement liée à l'épaisseur de la couche piézoélectrique (même si toutes les couches du résonateur y contribuent) et non plus à la largeur des électrodes des transducteurs comme pour un SAW.

L'évolution récente des procédés de dépôt de matériaux piézoélectriques^[R.1.114-R.1.117] a permis la réalisation de couches minces de bonne texturation avec un ordonnancement cristallin colonnaire dans le sens de l'épaisseur. En conséquence, la gamme de fréquences d'opération au mode fondamental des filtres BAW a pu être étendue aux hautes fréquences et certains travaux ont déjà montré la faisabilité de résonateurs BAW à des fréquences comprises entre 6 et 20GHz^[R.1.98-R.1.100]. En plus de cette facilité pour monter plus haut en fréquence, la propagation des ondes acoustiques dans le volume permet une meilleure tenue en puissance. Un autre avantage important de la technologie BAW est la possibilité d'utiliser un substrat bas coût tel que le silicium contrairement aux filtres SAW qui requièrent un substrat piézoélectrique. En outre, les procédés de fabrication de dispositifs BAW sont compatibles avec les procédés de fabrication des circuits CMOS et BiCMOS (en termes de contamination et de température) ce qui permet d'envisager la réalisation des chaînes radiofréquence complètement intégrées à coûts réduits. Les filtres BAW peuvent être classés en deux grandes catégories : les filtres à résonateurs et les filtres empilés.

I.5.6.1.1. Les filtres BAW à couplage acoustique:

Ce sont des filtres qui se caractérisent par la superposition de résonateurs avec un couplage qui est exclusivement acoustique.

Ces filtres peuvent être divisés en deux sous-catégories selon le type de couplage utilisé : les filtres à couplage direct **SCF** (Stacked Resonator Filter) et les filtres à couplage indirect **CRF** (Coupled Resonator Filter) (**FIG.1- 25**)^[R.1.38].

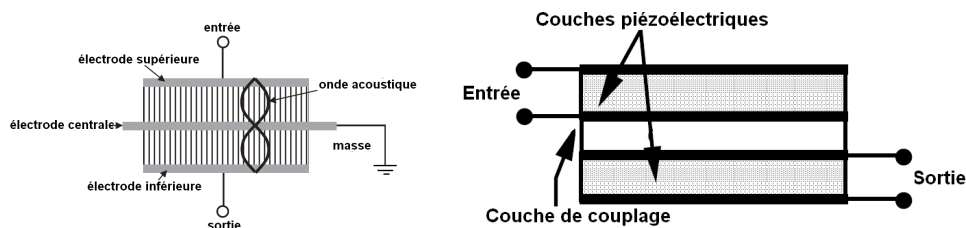


FIG.1- 25: Structure des filtres BAW empilés (a) à couplage direct (SCF) (b) à couplage indirect (CRF)

I.5.6.1.1.1. Le SCF (Stacked Crystal Filter) en couches minces:

Le couplage vertical de deux résonateurs à ondes de volume est connu depuis 1972 avec les travaux de A. Ballato et T. Lukaszek en 1972 qui ont réussi à superposer deux résonateurs de quartz pour construire des filtres. Cette idée a été reprise en 1987 par Kline *et al.* pour réaliser les premiers SCF

intégrées sur substrat de silicium puis sur arséniure de gallium. En 1993, Stokes *et al.* réalisent le premier filtre BAW dans la configuration SCF avec deux couches piézoélectriques minces d'AlN (450nm) et qui est utilisé autour de sa troisième harmonique à 11,6 GHz.

Malgré le potentiel évident de cette technologie (très compacte et possédant des pertes d'insertion très faibles) peu d'acteurs industriels du domaine du BAW ont poursuivi son développement car sa réalisation de manière industrielle paraît très ambitieuse et coûteuse. En effet, outre l'isolation acoustique, cette technologie nécessite une très bonne maîtrise des techniques de dépôt des couches minces piézoélectriques du fait que les deux résonateurs constituant le filtre doivent résonner à la même fréquence. Cette condition difficile à réaliser avec un bon rendement même avec les équipements dédiés à la technologie BAW standard constitue la vraie difficulté de cette technologie.

Un autre point bloquant de ce dispositif est sa bande passante réduite qui interdit son utilisation pour la plupart des applications de télécommunication actuelles.

Une solution possible consiste à ajouter une inductance aux bornes de chaque résonateur du filtre. Cette limitation de bande passante sera dépassée par le CRF, la deuxième architecture de résonateurs BAW empilés qui permet d'obtenir des bandes largement supérieures et qui sera décrite dans la partie suivante.

I.5.6.1.1.2. Le CRF (Coupled Resonator Filter) en couches minces:

Cette nouvelle structure de filtre BAW empilée a été proposée par Lakin en 2001 pour résoudre le handicap de la bande passante insuffisante du SCF tout en gardant l'avantage du faible encombrement. Elle est fondée sur un découplage mécanique des deux résonateurs en intercalant un multicouche entre les résonateurs, appelé couches de couplage (**FIG.1-26**). Ceci a pour avantage d'une part, d'élargir la bande passante du filtre ajustée en jouant sur le nombre de couches ainsi que leurs rapports d'impédance acoustique et d'autre part, d'isoler électriquement l'entrée électrique de la sortie. Outre la réduction de surface (jusqu'à 75 % par rapport à un filtre BAW à huit résonateurs comme présenté dans le paragraphe suivant), comme le montre la **FIG.1-26**, le découplage galvanique entre l'entrée et la sortie de ce filtre permet de réaliser des adaptations d'impédance de 50Ω vers 200Ω ainsi que des conversions de signaux référencés à la masse vers des signaux différentiels ou ce qu'on appelle la fonction "Balun" (pour **B**alanced-**U**nbalanced).

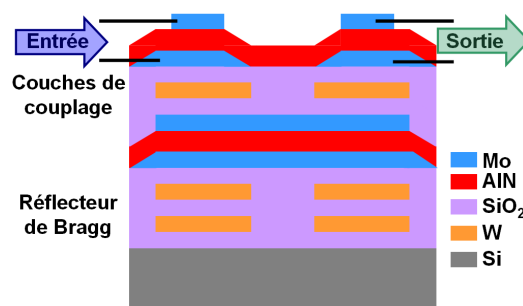


FIG.1-26: Exemple d'un empilement d'un filtre BAW CRF

Cette conversion de mode et la transformation d'impédance sont nécessaires dans les standards actuels GSM et WCDMA entre autres, et elle est disponible avec la technologie SAW dans sa configuration DMS. En conséquence, pour s'imposer, la technologie BAW doit intégrer également ces fonctions de conversion de mode et de transformation d'impédance. Actuellement, cette fonction, n'est pas disponible pour les filtres BAW en échelle ou en treillis (cf paragraphe suivant) ; elle est réalisée par des circuits d'adaptation très volumineux qui peuvent induire des pertes d'insertion supplémentaires allant de 0,5 à 1 dB.

Ainsi, le CRF est un composant-clé de la technologie à ondes acoustiques de volume puisqu'il permet, en utilisant la technologie BAW, de réaliser des filtres en films minces présentant les mêmes fonctions que les filtres SAW ce qui explique l'intérêt croissant pour cette technologie des leaders des composants BAW. Néanmoins, le problème majeur de cette technologie est le coût du procédé de fabrication qui nécessite deux fois plus d'étapes qu'un procédé de fabrication BAW standard et qui devient très coûteux comparé à celui d'un SAW^[R.1.38].

La deuxième catégorie des filtres BAW qui est plus classique mais qui est déjà commercialisée est la famille des filtres à résonateurs qui sera introduite par la suite.

I.5.6.1.2. Les filtres à éléments d'impédance:

Dans ce type de filtre, les résonateurs BAW (FBAR ou SMR) sont disposés côte à côte (**FIG.I- 27**), ce qui simplifie la fabrication dans la mesure où une seule couche piézoélectrique est nécessaire. Toutefois, contrairement au CRF, cette catégorie de filtre BAW ne permet ni la conversion de mode du asymétrique au différentiel ni la transformation d'impédance.

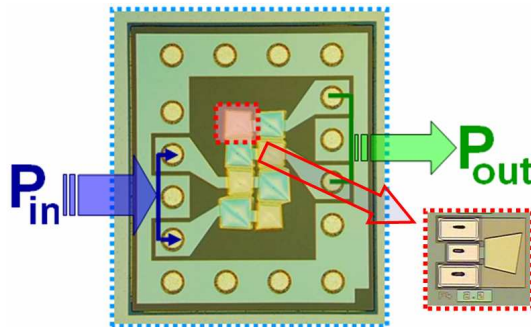


FIG.I- 27: Exemple d'un filtre BAW à huit résonateurs

Les filtres à résonateurs BAW se présentent en général dans trois types de configuration : en échelle, en treillis^[R.1.163] ou une association échelle-treillis ainsi que le montre la **FIG.I- 28**. Pour réaliser ces filtres, il est nécessaire de disposer de deux types de résonateurs possédant des fréquences différentes. Le décalage en fréquence peut s'obtenir en ajoutant une couche supplémentaire de SiO₂ (loading) au résonateur standard pour abaisser la fréquence ou en gravant la couche supérieure pour augmenter la fréquence. Ce décalage en fréquence est d'une grande importance lors de la fabrication de ces filtres car il détermine au premier ordre la largeur de la bande passante ainsi que le niveau de pertes d'insertion.

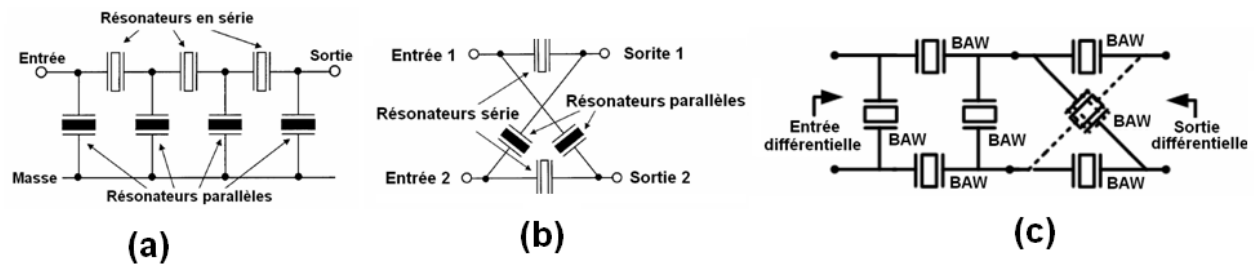


FIG.1- 28: Architectures de filtres à résonateurs BAW en : (a) échelle, (b) treillis et (c) échelle-treillis

Les topologies en échelle et en treillis ont été développées dès les premiers travaux sur les filtres à Quartz. L. Espenchied propose la topologie en échelle dans un brevet en 1927. Cette architecture permet d’avoir une très bonne sélectivité mais un faible niveau de réjection hors bande.

Deux ans plus tard, W.P. Mason présente l’architecture en treillis. Cette topologie présente de bonnes performances en termes d’atténuation hors bande, une symétrie qui facilite la construction des filtres différentiels mais une faible sélectivité. Afin de combiner les avantages des deux topologies, des travaux proposent de combiner les deux architectures en une mixte échelle-treillis permettant ainsi d’allier les performances de sélectivité et réjection hors-bande des deux topologies.

Dans le cadre de l’étude présentée, seules les performances de l’architecture en échelle seront étudiées. En conséquence, nous considérons cette architecture pour expliquer le principe de fonctionnement d’un filtre BAW. Ce principe peut être utilisé pour comprendre le mode de fonctionnement des autres architectures.

I.5.6.1.3. Différentes architectures pour le filtrage:

Les filtres BAW en échelle sont obtenus en associant des résonateurs suivant une topologie en échelle-T ou en échelle- π (**FIG.1-29 (a) et (b)**). Cette association correspond à un réseau asymétrique (ports d’entrée et de sortie ont une référence commune), mais il est possible d’obtenir aussi un réseau différentiel à partir du filtre en échelle classique (**FIG.1-29 (c)**). Pour avoir la réponse d’un filtre passe-bande, il faut au moins utiliser deux résonateurs comme le montre la (**FIG.1-30 (a)**). Nous considérons cette cellule pour expliquer le principe de construction d’un filtre en échelle. Le même principe est applicable pour d’autres topologies ayant un nombre de résonateurs supérieur.

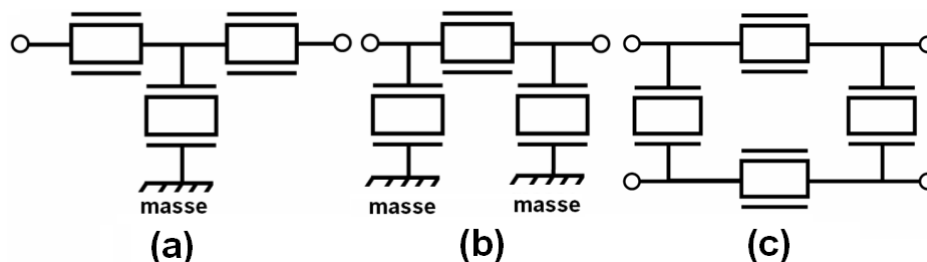


FIG.1-29: Filtre BAW en topologie échelle (a) Réseau asymétrique en T, (b) Réseau asymétrique en π et (c) Réseau différentiel

La **FIG.1-30 (b)** montre le comportement électrique d'un résonateur BAW isolé. Loin des résonances, il a un comportement capacitif dominé par sa capacité statique. A la fréquence de résonance et d'antirésonance son impédance atteint respectivement un niveau très faible et très élevé. Entre la résonance et l'antirésonance il a un comportement inductif ^[R.1.38].

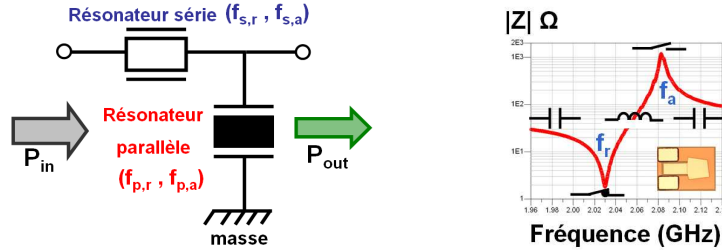


FIG.1-30: (a) Cellule élémentaire d'un filtre passe-bande à base de résonateurs BAW pour une architecture de filtre en échelle, (b) comportement électrique d'un résonateur BAW en fonction de la fréquence

Comme la montre la **FIG.1-30 (b)** représentant l'impédance électrique du résonateur en fonction de la fréquence au voisinage de la résonance fondamentale du mode d'épaisseur, deux fréquences sont particulièrement importantes dans un résonateur piézoélectrique ^[R.1.38]:

-La fréquence de résonance f_r : pour laquelle l'impédance présentée par le résonateur est très faible. Dans le cas idéal (sans perte) le résonateur se comporte comme un interrupteur fermé et l'impédance est nulle.

-La fréquence d'antirésonance f_a : pour laquelle l'impédance présentée par le résonateur est très élevée (voire infinie dans le cas sans perte) et le résonateur se comporte comme un interrupteur ouvert. Physiquement, ces deux fréquences spécifiques coïncident toutes deux avec des résonances électromécaniques du mode d'épaisseur pour des conditions électriques différentes. La fréquence de résonance correspond à la résonance électromécanique du résonateur lorsque les deux électrodes sont en court-circuit tandis que l'antirésonance correspond à la résonance électromécanique du résonateur lorsque les deux électrodes sont en circuit ouvert. Tant pour la résonance que pour l'antirésonance, on peut définir un facteur de qualité qui nous renseignera sur la sélectivité du résonateur. Plus le facteur de qualité est élevé, plus le résonateur est performant en termes d'isolation acoustique et pertes d'insertion.

Le facteur de qualité à la résonance Q_r est défini comme suit ^[R.1.162]:

$$Q_r = \frac{f}{2} \left(\frac{\partial \varphi_z}{\partial f} \right)_{f=f_r} \quad (Eq.1-10)$$

$$Q_a = \frac{f}{2} \left(\frac{\partial \varphi_z}{\partial f} \right)_{f=f_a} \quad (Eq.1-11)$$

avec φ_z est la phase de l'impédance du résonateur.

L'autre paramètre clé du résonateur BAW est le coefficient de couplage électromécanique k_t^2 . Ce paramètre mesure l'efficacité de la transduction électromécanique et donc il est défini comme un rapport d'énergie :

$$k_t^2 = \frac{U_{em}^2}{U_m U_e} \quad (Eq.1-12)$$

où U_{em} est l'énergie d'interaction électromécanique, U_m est l'énergie mécanique et U_e l'énergie électrique [R.1.152]. Cette définition énergétique est peu pratique, nous utiliserons donc une expression approximative du k_t^2 donnée par la formule suivante [R.1.151].

$$k_t^2 = \frac{\pi f_r}{2 f_a} \tan \left(\frac{\pi}{2} \left(\frac{f_a - f_r}{f_a} \right) \right) \quad (Eq.1-13)$$

Ainsi, pour une fréquence de résonance déterminée (par l'épaisseur de la couche piézoélectrique) c'est le couplage électromécanique qui définit l'écart entre les fréquence de résonance et d'antirésonance. Pour des résonateurs BAW SMR en AlN, les valeurs obtenues du k_t^2 en littérature sont comprises entre 6 et 6,5% et les facteurs de qualité pour les SMR sont autour de 1000 pour une fréquence de fonctionnement autour de 2GHz [R.1.30].

Soient $f_{r,s}$, $f_{a,s}$, $C_{0,s}$ la fréquence de résonance, d'antirésonance et la capacité statique du résonateur séries et $f_{r,p}$, $f_{a,p}$ et $C_{0,p}$ les mêmes paramètres pour le résonateur parallèle. δ est définie comme la différence entre la résonance du résonateur série et l'antirésonance du résonateur parallèle :

$$\delta = f_{r,s} - f_{a,p} \quad (Eq.1-14)$$

Les deux résonateurs doivent avoir des fréquences de résonance différentes, et typiquement, la fréquence d'antirésonance du résonateur parallèle est proche de la fréquence de résonance (c'est à dire $\delta \approx 0$). Ainsi, on peut représenter le résonateur par une capacité en dehors de tout phénomène de résonance, un interrupteur fermé à la résonance (résistance de quelques Ohms), et ouvert à l'antirésonance (forte impédance). **FIG.1-31** détaille le principe de fonctionnement d'un filtre en échelle en considérant ces trois états. On note R_S et R_P le résonateur série et parallèle respectivement. En basse fréquence, R_S et R_P se comportent comme deux capacités et donc le filtre n'est qu'un simple pont diviseur de tension. Lorsque R_P entre en résonance, le signal à l'entrée du filtre est directement envoyé vers la masse, ainsi toute la puissance est pratiquement court-circuitée.

En augmentant la fréquence, l'impédance de R_S commence à diminuer contrairement à celle R_P qui devient de plus en plus grande. Le signal passe donc à travers le résonateur série et le coefficient de transmission du filtre devient de plus en plus important. Quand R_S entre en résonance, connectant ainsi directement l'entrée à la sortie, tandis que R_P entre en antirésonance, interdisant ainsi le passage du signal vers la masse : le coefficient de transmission du filtre atteint son maximum.

Quand R_s entre en antirésonance, il empêche de nouveau toute transmission de l'entrée vers la sortie et par conséquent une forte réjection apparaît sur la courbe de transmission.

Finalement, loin de la résonance et l'antirésonance, les deux résonateurs retrouvent un comportement capacitif et le filtre est de nouveau équivalent à un pont diviseur de tension.

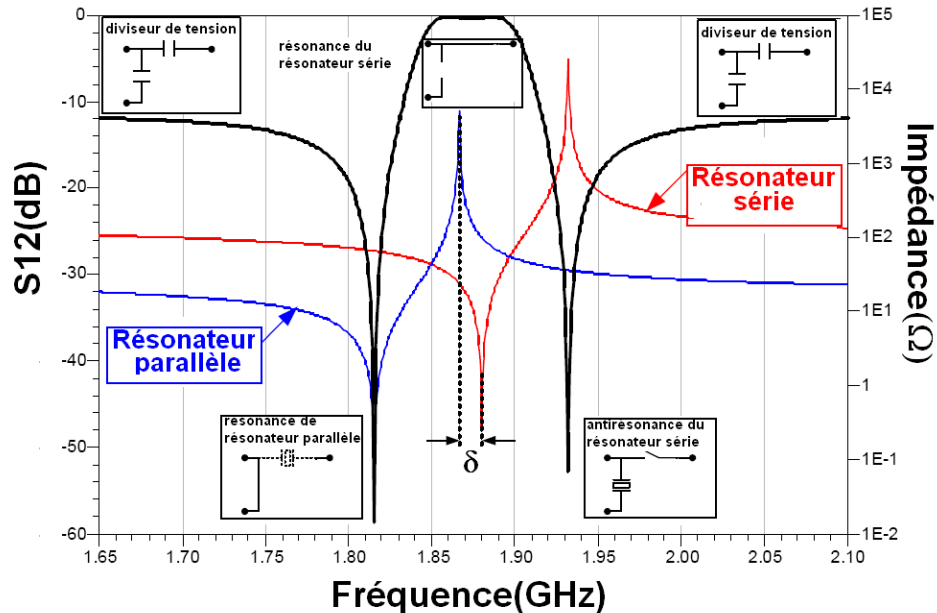


FIG.1-31: Principe de fonctionnement d'un filtre en échelle

La courbe de transmission du filtre montre que ce dernier présente deux pôles correspondant à $f_{a,p}$ et $f_{r,s}$ et un zéro de transmission à $f_{a,s}$ qui correspond aussi à $f_{r,p}$ si $\delta=0$. Ces deux fréquences sont alors placées approximativement au centre de la bande passante.

Les quatre fréquences caractéristiques interviennent pour définir la bande passante du filtre. L'espacement entre la résonance et l'antirésonance du même résonateur est relié au facteur de couplage électromécanique k_i^2 comme on verra lors de l'étude détaillée du résonateur. δ peut aussi être légèrement supérieure à 0 pour élargir un peu plus la bande passante quand le résonateur ne dispose pas d'un couplage suffisant pour atteindre les spécifications. Toutefois, cette solution est pénalisante en termes de pertes d'insertion car les résonateurs ne sont pas adaptés au milieu de la bande. En augmentant le nombre de cellules élémentaires, la sélectivité du filtre est meilleure mais les pertes d'insertion augmentent à cause des dissipations dans les lignes d'accès et résonateurs (même à l'état passant, le résonateur série à une faible résistance).

En dehors de la bande passante, la réjection hors-bande du filtre est définie par le diviseur de tension

de capacités statiques du résonateur série et parallèle. Plus le rapport $\frac{C_{0,s}}{C_{0,p}}$ est grand, meilleure est la

réjection. Ce rapport dégrade la réflexion du filtre en dehors de la bande passante et la réduit. De surcroît, la capacité du résonateur est directement reliée à sa surface et donc le compromis est difficile à trouver entre un faible encombrement et de meilleures performances.

A partir de cette même cellule élémentaire, il est possible de réaliser la fonction de filtrage inverse c'est-à-dire le filtre réjecteur de bande en inversant simplement les deux résonateurs (**FIG.1-32**). Un tel composant peut être utilisé pour améliorer la réjection autour de la bande passante afin d'atteindre les nouvelles spécifications des normes de télécommunication sans fil qui deviennent de plus en plus strictes avec la tendance actuelle des systèmes de communications mobiles et l'occupation du spectre RF. Ce composant doit aussi garantir de faibles pertes d'insertion et une bonne sélectivité pour ne pas dégrader la bande passante du système de filtrage.

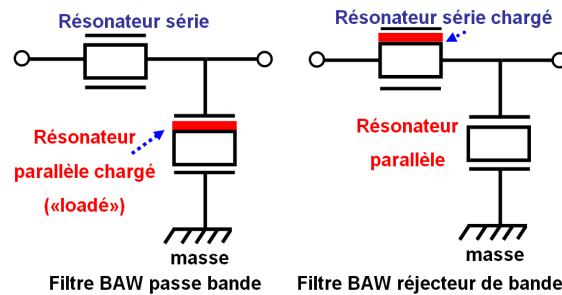


FIG.1-32: Cellule élémentaire en topologie échelle pour un filtre (a) passe-bande, (b) réjecteur de bande

I.5.6.1.4. Intégration des Filtres BAW dans les Chaînes RF:

Dans le contexte actuel de développement de nouveaux terminaux de communications mobiles miniaturisés, une solution intégrant complètement la chaîne radiofréquence est fortement souhaitée. C'est l'un des avantages les plus importants de la technologie BAW de permettre cette intégration grâce à sa flexibilité de réalisation. Deux méthodes d'intégration de filtres BAW sont utilisées : monolithique **SoC** (System on Chip)^[R.1.157] et hybride **SiP** (System in Package)^[R.1.158]. Suivant les spécifications dictées par l'application ainsi que les avantages et les inconvénients de chacune de ces deux approches, notamment en termes de nombre de masques nécessaires, d'encombrement, de rendement et de coût de fabrication^[R.1.158], une de ces méthodes peut être favorisée par rapport à l'autre.

L'approche SoC consiste à intégrer directement les résonateurs et filtres BAW sur le même substrat silicium que les éléments actifs (transistors ...).

D'un autre côté, l'approche SiP consiste à assembler plusieurs puces au sein d'un même boîtier. Malgré le grand intérêt donné à une intégration SoC^[R.1.157-R.1.160] pour démontrer la faisabilité d'une intégration de type SoC, cette solution ne présente pas vraiment d'avantages pour l'instant et les filtres à base de résonateurs BAW sont reportés de manière hybride^[R.1.38]. Ce choix s'explique pour plusieurs raisons dont les principales sont ^[R.1.38-R.1.161]:

- Le nombre de masques pour les BAW et les circuits RF s'additionnent quasiment.
- Les couches acoustiques ne conviennent pas pour les interconnexions et réciproquement.

- Le coût de production d'un système combiné BAW avec RF-IC est plus important que le coût de deux processus séparés.
- La flexibilité du "design" est plus réduite dans l'approche "SoC".
- Le temps et le coût de développement d'une approche "SoC" sont plus élevés.
- L'encapsulation nécessaire pour les résonateurs n'est pas forcément adaptée à celle des circuits RF et vice versa.

En plus de la fonction filtrage, les résonateurs BAW peuvent être utilisés dans les oscillateurs présents dans la chaîne d'émission-réception d'un téléphone cellulaire.

I.5.6.2. Résonateurs BAW pour des oscillateurs dans les émetteurs-récepteurs RF:

Les oscillateurs sont utilisés quasiment dans tous les systèmes de communications. Ainsi cette deuxième fonction est aussi importante que la fonction de filtrage dans la mesure où chaque système RF sans fil nécessite une référence de temps (une source de signal périodique). Le générateur de fréquence permet en émission de générer le signal de la fréquence porteuse et en réception le signal de l'oscillateur local. En conséquence, les performances en termes de stabilité fréquentielle et de bruit de phase sont cruciales pour remplir cette fonction. Le résonateur va servir comme élément de référence et sera utilisé pour stabiliser la fréquence de l'oscillateur. Ce signal de référence est le plus souvent obtenu par synthèse de fréquence, en multipliant la fréquence de résonance d'un oscillateur très stable à basse fréquence (le plus souvent utilisant le Quartz comme résonateur) grâce à une boucle à verrouillage de phase (PLL) (FIG.1-33) ou une boucle à verrouillage de délais (DLL)^[R.1.131].

Les critères les plus importants pour un oscillateur sont une bonne stabilité, un faible bruit de phase, une faible consommation afin d'améliorer l'autonomie des systèmes alimentés par batterie, une puissance de sortie conséquente, un faible encombrement ainsi qu'une intégration dans les technologies silicium avancées CMOS et BiCMOS. Avec la montée continue en fréquence, ces oscillateurs doivent aussi fonctionner à des fréquences de plus en plus élevées tout en gardant l'objectif de réduire le coût du composant et de conserver des caractéristiques techniques compatibles avec l'application.

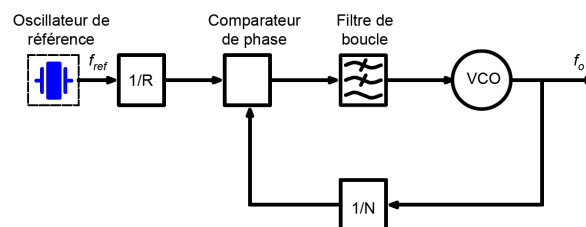


FIG.1-33: Exemple de boucle à verrouillage de phase (PLL) utilisant un résonateur comme élément de référence

Dans la suite, nous donnons une brève description des solutions commercialisées pour les oscillateurs en décrivant les limites de chaque technologie pour des applications radiocommunication. Nous

introduisons la solution BAW avec ses avantages ainsi que les défis à surmonter. Actuellement, les principales technologies d'oscillateurs et d'horloges sont à base de quartz, de céramique ou de silicium en technologie MEMS et CMOS. Les oscillateurs à quartz constituent l'essentiel du marché (de 70 % à 80 % en valeur en 2007). Grâce à leur stabilité en fréquence, ces oscillateurs ont longtemps monopolisé le marché des oscillateurs pour les fréquences allant de quelques kilohertz jusqu'à 250 MHz voir même le GHz en utilisant des structures à PLL intégrée (**FIG.1-33**).

Selon le niveau de stabilité nécessaire de la fréquence du signal d'horloge (**Tableau.1-2**) on utilisera des oscillateurs simples **XO** (X-tal (Crystal) Oscillator), des oscillateurs dont la fréquence est ajustable par une tension **VCXO** (Voltage Controlled X-tal Oscillators), des oscillateurs dont les variations de fréquence en fonction de la température sont compensées **TCXO** (Temperature Compensated X-tal Oscillator) ou encore des oscillateurs faisant fonctionner le résonateur dans un four maintenu à température constante **OCXO** (Oven Controlled X-tal Oscillator)^[R.1.92]. Dans un téléphone portable, le signal de l'horloge est généré par un oscillateur de type TCXO qui est constitué d'un résonateur à Quartz, d'un capteur de température et d'un circuit intégré pour compenser la dérive en fréquence du résonateur. Le TCXO fournit une fréquence très stable de 26 ou 38 MHz qui est utilisée par une PLL pour asservir les oscillateurs locaux utilisés dans la conversion du signal RF en bande de base dans la chaîne d'émission ou de réception^[R.1.14]. Bien que le résonateur à Quartz offre un fort facteur de qualité à basse fréquence et un faible bruit de phase, les performances du système global restent insuffisantes à cause de la forte consommation, du bruit de phase élevé et du temps de mise en marche des synthétiseurs de fréquence qui est assez long. A titre d'exemple, pour un synthétiseur délivrant un signal à 434 MHz avec un bruit de phase de -112dBc/Hz à 500kHz d'offset une consommation en puissance de 400 μ W est nécessaire^[R.1.131-R.1.132]. Une meilleure performance de bruit de phase peut être obtenue mais au détriment de la consommation en puissance (pour un synthétiseur de fréquence à 900 MHz avec un bruit de phase de -127dBc/Hz à 330kHz d'offset une puissance de 130mW est consommée^[R.1.131]).

Ces problèmes deviennent de plus en plus critiques avec la montée en fréquence^[R.1.132]. De plus, malgré les efforts importants pour réduire les dimensions de ce composant (en particulier son épaisseur fixée par la fréquence de fonctionnement), le TCXO reste le composant discret le plus volumineux dans un téléphone portable^[R.1.14]. Ceci rend impossible son intégration dans un module RF ce qui permettrait de réduire la consommation. Ainsi, plusieurs travaux ont été menés afin de proposer des nouvelles solutions pour la fonction oscillateur avec de meilleures performances.

Type d'oscillateur	XO	VCXO	TCXO	OCXO
$(\Delta f/f)(T)$	$\pm 20\text{ppm}$	$\pm 20\text{ppm}$	$\pm 1\text{ppm}$	0.1ppm à 0.001ppm
$(\Delta f/f(t))$ (1 an)	1ppm	1 à 10ppm	0.1 à 10ppm	0.1ppm à 0.001ppm

Tableau.1-2 : Comparaison de la stabilité en température et dans le temps des principaux types d'oscillateur

Les premières solutions proposaient le remplacement des résonateurs à Quartz par des résonateurs électromécaniques^[R.1.133]. Les spécifications majeures de ces composants sont un fort facteur de qualité, une précision en fréquence critique, une faible dérive en température et une faible consommation.

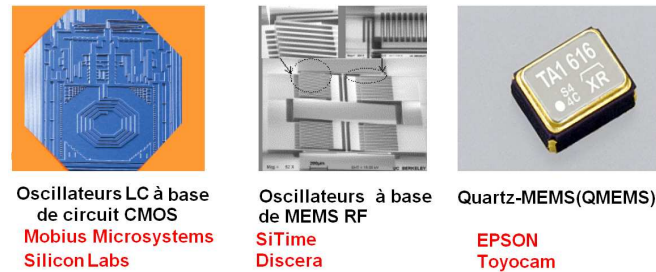


FIG.1-34: Les solutions proposées pour remplacer le quartz avec les noms des principaux fournisseurs

Actuellement, il existe principalement deux alternatives basées sur des nouvelles technologies et une troisième solution qui est une combinaison entre le quartz et les MEMS qui sont commercialisées pour remplacer le quartz (**FIG.1-34**):

Les oscillateurs LC à base de circuits CMOS: qui utilisent une compensation électrique pour maintenir la stabilité de l'oscillateur. Cette solution pourrait répondre à la nécessité d'un temps de démarrage rapide et une faible consommation, mais la variation de fréquence et le bruit de phase sont médiocres^[R.1.132]. Leur précision fréquentielle est à ce jour meilleure que 500 ppm. Cette technologie est commercialisée par MOBIUS MICROSYSTEMS et SILICON LABS.

Les oscillateurs MEMS sur silicium: un oscillateur MEMS est constitué du résonateur MEMS (une structure micro-usinée qui vibre à une fréquence spécifique, sous l'effet d'une excitation externe), des circuits assurant les fonctions d'oscillation, de compensation de la fréquence en fonction de la température et du boîtier. Cette solution utilise un module comprenant en plus de l'oscillateur MEMS qui fonctionne à basse fréquence (généralement dans la gamme kHz) une PLL pour multiplier la fréquence et obtenir une horloge programmable dans la gamme des MHz^[R.1.134]. Cette technologie n'est vraiment nouvelle. Les premières publications mentionnant des résonateurs RF MEMS appliqués à des oscillateurs sont apparues dans les années 1980. Toutefois, leur commercialisation a pris du retard pour des problèmes de stabilité en température du silicium et d'encapsulation coûteuse. Les progrès importants accomplis ces dernières années en ce qui concerne le processus de fabrication, l'encapsulation et l'intégration des circuits ont rendu la commercialisation d'une telle technologie possible par plusieurs fournisseurs, dont les principaux sont SITIME et DISCERA.

QMEMS: C'est une solution qui combine l'oscillateur à Quartz et la technologie des MEMS. En effet les grands progrès de la technologie MEMS en Si pour des applications de bases de temps ont suscité l'intérêt des fabricants d'oscillateurs à quartz, ce qui a permis l'apparition de la technologie du

quartz micro-usiné (appelé aussi QMEMS). Cette technologie est déjà commercialisée par des entreprises telles que EPSON et TOYOCAM.

Ces solutions, bien qu'elles offrent des capacités de miniaturisation, ne répondent pas toujours aux exigences de faible consommation et de faible bruit de phase ; en effet, il faut souvent trouver un compromis. La domination persistante des oscillateurs à quartz dans les téléphones portables en témoigne. Ainsi de nouvelles solutions dans l'objectif d'allier toutes les performances mentionnées ci-dessus sont nécessaires pour répondre du mieux possible aux besoins de l'application téléphone mobile.

Dans ce contexte, les oscillateurs à base de résonateurs BAW ont montré des performances supérieures en termes de consommations et bruit de phase par rapport aux oscillateurs CMOS par exemple. Depuis 2003, B.P. OTIS et J.M. RABAEY ont publié des résultats d'un oscillateur utilisant la topologie Pierce avec un FBAR comme élément résonant totalement intégré en technologie CMOS. Cet oscillateur fonctionne à 1.9 GHz, possède une bonne stabilité en fréquence, un bruit de phase de -120dBc/Hz à 100kHz d'offset et un temps de démarrage inférieur à 800ns pour une consommation de 300mW^[R.1.132].

Ces résultats assez encourageants combinés à l'évolution du cahier des charges ont fait que les leaders industriels et les pôles de recherche mondiaux dans le domaine des BAW se sont mis dans la course pour gagner ce nouveau défi ambitieux et difficile avec de nouvelles exigences assez sévères en termes de stabilité de la fréquence de résonance pour concurrencer le quartz.

L'idée de base consiste à exploiter un résonateur BAW avec un bon facteur de qualité (supérieur à 1000) pour une fréquence de l'ordre du GHz. Des divisions successives sont ensuite utilisées pour revenir à la fréquence standard d'exploitation du résonateur à Quartz.

Comme les résonateurs BAW présentent de bons facteurs de qualité même aux fréquences élevées, une bonne stabilité en fréquence et une consommation assez faible, ils permettent d'obtenir des oscillateurs performants à faible bruit de phase. En conséquence, ils sont utilisés comme source de référence de fréquence dans des montages d'oscillateurs locaux classiques tels que le montage Pierce^[R.1.129] ou Colpitts^[R.1.130] (**FIG.1-35**).

De plus, ces résonateurs ont un faible encombrement, sont intégrables sur silicium et fonctionnent directement à des fréquences supérieures à 1 GHz ce qui permet lors de leur utilisation de s'affranchir du circuit de synthèse de fréquence RF.

Un oscillateur utilisant un résonateur BAW peut également être adapté pour générer des fréquences jusqu'à 20 GHz en utilisant des résonateurs HBAR qui semblent être les plus performants étant donné qu'ils fonctionnent sur un mode harmonique pour lequel le coefficient de qualité est très élevé.

Enfin, certaines facilités de la technologie BAW telles que la possibilité d'ajustement de la fréquence post-fabrication appelé souvent l'étape de « trimming » et la possibilité de compensation en

température par ajout d'une couche de SiO_2 [R.1.135] sont aussi des atouts de cette technologie pour mettre en œuvre la solution BAW pour l'application oscillateur.

Tous ces avantages ont fait que les résonateurs BAW en configuration SMR [R.1.136-R.1.138] ou FBAR [R.1.139-R.1.143], constituent des candidats prometteurs pour l'application oscillateurs et récemment de nombreux travaux exploitant un résonateur BAW compensé en température par ajout d'une couche de SiO_2 ont été publiés dans ce sujet. Et même si la mise en production des oscillateurs à base de résonateur BAW n'est pas encore décidée à ce jour, les résultats atteints (notamment par la compagnie AVAGO) laissent penser que la décision de la commercialisation est imminente [R.1.144].

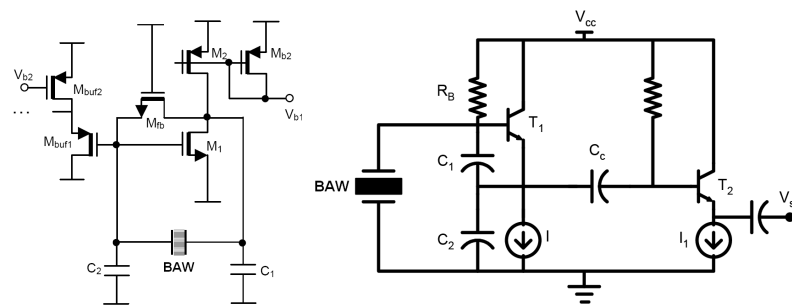


FIG.1-35: Exemples de schémas électriques d'oscillateur (a) Pierce et (b) Colpitts utilisant un BAW comme élément résonant

Autres que ces deux applications potentielles de la technologie BAW pour le secteur de télécommunications et traitement de signal, il existe d'autres applications en cours d'étude pour de nombreux nouveaux domaines technologiques qui sont moins connus. Nous pourrions citer dans ce contexte les travaux pour des applications capteurs telles que les capteurs pour l'automobile, biocapteurs pour des applications médicales, la mesure des propriétés physiques et chimiques telles que les capteurs de pression, mesure de champ continu, les capteurs fluide etc. [R.1.153-R.1.156].

Après une présentation du mode de fonctionnement du résonateur et filtre BAW, on s'intéresse dans la partie suivante aux modèles utilisés pour l'analyse du fonctionnement du résonateur BAW.

I.5.7. Modèles pour la technologie BAW:

Plusieurs méthodes (1D ou plus) peuvent être utilisées pour modéliser un résonateur BAW. Dans ce paragraphe, on introduit uniquement les modèles qui vont être utilisés dans les travaux de thèse.

La structure BAW a la particularité d'avoir des dimensions latérales qui sont grandes devant son épaisseur. En conséquence, une approche unidimensionnelle peut être adoptée en premier temps pour une étude simplifiée des caractéristiques électriques et acoustiques du résonateur. Dans un second temps des modèles 3D tels que les simulations par éléments finis peuvent être utilisés pour tenir compte des effets non considérés dans les modèles 1D. Les méthodes les plus utilisées sont le modèle analytique 1D, le modèle de Mason, le MBVD et la simulation par éléments finis. Elles seront présentées dans la suite. Suivant le type d'analyse souhaitée ainsi que la précision demandée l'une ou l'autre de ces méthodes peut être utilisée.

I.5.7.1. Modèle analytique 1D:

Le modèle 1D utilise les équations de la piézoélectricité pour mener une analyse unidimensionnelle suivant la direction qui nous intéresse (par exemple z pour le mode TE), et établir une expression analytique de l'impédance électrique du résonateur piézoélectrique. Ce dernier se compose de deux parties : les accès et la capacité. La partie importante à modéliser dans un résonateur BAW est celle qui influence sa réponse acoustique c'est-à-dire la partie active, le réflecteur de Bragg et le substrat. Les accès ne sont pas concernés par le phénomène acoustique et donc peuvent être considérés d'un point de vue purement électrique.

Pour pouvoir utiliser l'approximation d'une propagation unidimensionnelle (1D) deux conditions sont nécessaires^[R.1.150]:

- Une propagation en ondes planes : ceci est vrai lorsqu'une structure présente un rapport entre les dimensions latérales et l'épaisseur des couches assez élevé.

- L'orientation du cristal piézoélectrique suivant l'axe normal aux plans des électrodes doit être parfaite afin d'éviter le couplage piézoélectrique avec les ondes transversales.

Dans un matériau piézoélectrique de la classe 6mm (tel que l'AlN utilisé dans le cadre de notre étude), parmi les trois ondes planes qui peuvent se propager suivant l'axe z , seule l'onde longitudinale est piézoélectriquement couplée sous l'application d'un champ électrique suivant l'axe z si le cristal est bien orienté^[R.1.150].

Dans ces conditions, l'approximation d'une propagation unidimensionnelle (1D) peut être utilisée. Les grandeurs physiques ne dépendent alors que de l'axe z et les équations constitutives de la piézoélectricité et de l'acoustique se simplifient. Il est alors possible de déterminer la réponse en fréquence des résonateurs BAW, soumis à une excitation électrique, en résolvant l'équation de propagation du déplacement mécanique sur l'ensemble de la structure en fonction des conditions mécaniques, aux limites et aux interfaces, et des conditions électriques, sur les électrodes et dans la couche piézoélectrique.

L'intérêt d'un modèle 1D est sa rapidité de calcul, l'accès à certaines données physiques, comme le déplacement mécanique et la flexibilité au niveau du nombre de couches qui est important pour les structures SMR. Toutefois, ce modèle reste très simpliste et ne permet pas de prendre en compte les effets sur les bords de la structure ni l'effet de la forme du résonateur.

I.5.7.2. Modèle par schéma électrique équivalent MBVD:

Le modèle MBVD (Modified Butterworth Van-Dyke)^[R.1.38] est un modèle constitué d'éléments électriques localisés dont les valeurs dépendent de certains paramètres tels que f_r, f_a, k_t^2 , les facteurs de qualité à la résonance et à l'antirésonance Q_r et Q_a .

Si l'on considère que le résonateur fonctionne sans pertes d'énergie, le modèle utilisé sera uniquement construit avec deux capacités C_0 et C_m et une inductance L_m comme le montre la **FIG.1-36 (a)**.

Ce premier circuit permet de définir la résonance et l'antirésonance du mode fondamental^[R.1.166-R.1.167]:

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} \quad (Eq.1-15)$$

$$\omega_a = \omega_r \sqrt{1+r} \quad (Eq.1-16)$$

$$r = \frac{C_m}{C_0} \quad (Eq.1-17)$$

La première version de ce modèle est le fameux BVD (Butterworth Van-Dyke) qui a été introduit par K. S. Van Dyke en 1928 pour les résonateurs en quartz^[R.1.165]. Ce modèle électrique équivalent comprend une branche RLC dite acoustique (ou motionnelle) en parallèle avec une capacité statique qui correspond à la capacité formée par les deux électrodes déposées de part et d'autre du substrat piézoélectrique. Pour pouvoir définir une infinité d'harmoniques, K. S. Van Dyke propose de rajouter une infinité de branches acoustiques ou « motionnelles » ($C_{m,i}$, $L_{m,i}$) en parallèle avec la première branche (C_m , L_m) dont les fréquences de résonance et antirésonance $f_{r,i}$ et $f_{a,i}$ sont définies par C_0 , $C_{m,i}$ et $L_{m,i}$ ^[R.1.165-R.1.166].

Toutefois, même pour les résonateurs de quartz qui ont un très bon facteur de qualité, la présence d'un élément de dissipation d'énergie est indispensable pour simuler la caractéristique réelle du résonateur à savoir la résistance R_m (FIG.1-36- (b)).

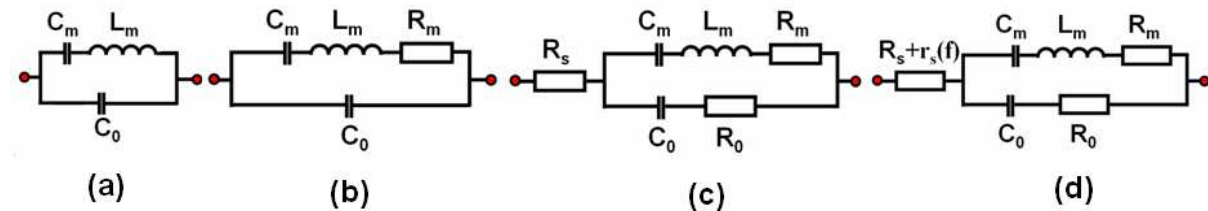


FIG.1-36: Modèle électrique équivalent pour un résonateur piézoélectrique : (a)sans pertes (b)

Modèle BVD proposé par Van Dyke pour le quartz (c)avec les pertes électriques, diélectriques et mécaniques du BAW (d) avec les pertes acoustiques dues aux modes latéraux

Pour tenir compte des pertes acoustiques, diélectriques et électriques, des éléments résistifs sont ajoutés au modèle (FIG.1-36-(b), (c) et (d))^[R.1.167-R.1.170]. L'évolution entre ces différents modèles est principalement guidée par la compréhension des pertes énergétiques dans le dispositif et a comme finalité de décrire le plus fidèlement possible le comportement électrique réel du résonateur. Ce modèle offre plusieurs avantages qui le rendent indispensable pour la conception des dispositifs BAW. Il permet une représentation simple et assez précise du résonateur piézoélectrique pour les modes **TE** (Thickness Extension) et **LFE** (Lateral Field Excitation)^[R.1.166] et montre une très bonne approximation du comportement électrique du résonateur et du filtre pour des fréquences voisines de f_r et f_a . De plus, il est intégrable dans des logiciels circuits comme ADS ou SPICE, ce qui permet de synthétiser des réponses en fréquences complexes (telles que celles d'un filtre complet).

Pour déterminer les 6 paramètres du MBVD, une méthode d'extraction à partir des mesures des paramètres S du résonateur est bien détaillée dans la littérature [\[R.1.167-R.1.168\]](#).

I.5.7.3. Modèle de Mason:

C'est un modèle 1D simplifié qui permet une représentation par un schéma électromécanique équivalent du comportement vibratoire d'un élément piézoélectrique. Il permet de déterminer les fréquences de résonances et d'antirésonance d'un résonateur piézoélectrique. Ce modèle a été proposé par Warren P. Mason en 1948 pour simuler le comportement électrique et mécanique des transducteurs piézoélectriques [\[R.1.146\]](#).

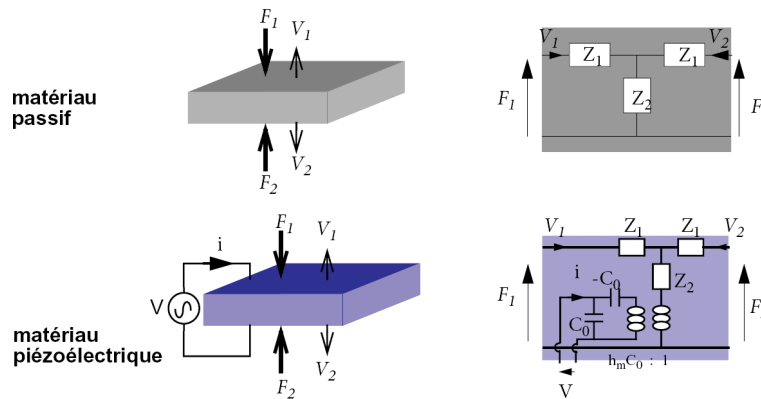


FIG.1-37: Blocs de modélisation dans le modèle de Mason pour une couche piézoélectrique et nonpiézoélectrique [\[R.1.145\]](#)

Il utilise l'analogie électro-mécanique suivante :

- Les forces sont représentées par des tensions électriques
- Les vitesses particulières sont représentées par des courants électriques

Deux cas se présentent suivant la nature du matériau de la couche (piézoélectrique ou non). Une couche piézoélectrique est représentée par un circuit à trois accès tandis qu'une couche élastique est représentée par un circuit à deux accès (**FIG.1-37**).

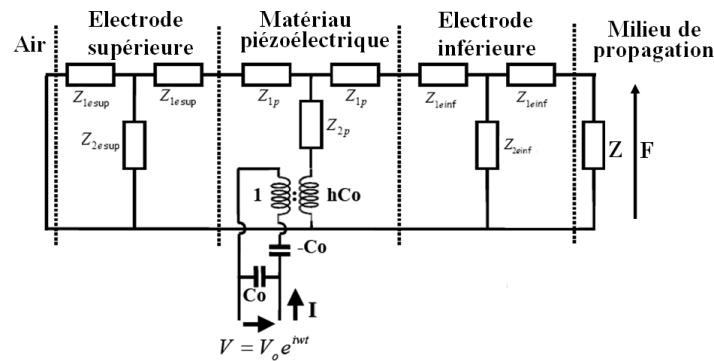


FIG.1-38: Modèle de Mason pour la capacité MIM d'un résonateur BAW [\[R.1.147-R.1.148\]](#)

En définissant les conditions aux limites pour chaque couche, on peut extraire la matrice impédance et grâce à la continuité des forces et des vitesses de déplacement aux interfaces entre couches, il est

possible de modéliser une structure complète en connectant entre eux les modèles de chaque couche (**FIG.1- 38**).

Ce modèle est particulièrement pratique et facilement exploitable lorsqu'on désire uniquement simuler le comportement électrique (i.e. calculer l'impédance ou l'admittance électrique) du résonateur. Il permet de dissocier la partie mécanique de la partie électrique ainsi que la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique. En plus, grâce à l'utilisation d'une équation transcendante dépendant de la fréquence, les harmoniques du mode fondamental sont également représentés.

Contrairement à d'autres modèles (tel que le MBVD), ce modèle permet l'étude du résonateur hors résonance, de même que la prédiction des harmoniques supérieurs. Ces avantages font que le modèle de Mason est un outil largement utilisé dans la simulation des résonateurs piézoélectriques. Pour une analyse plus complète (2D, 3D), d'autres méthodes de modélisation peuvent être utilisées telles que la modélisation par éléments finis.

I.5.7.4. Modélisation par éléments finis (MEF):

La méthode de simulation par éléments finis MEF a été appliquée depuis longtemps pour simuler les dispositifs piézo-électriques en 2D et 3D^[R.1.149]. Le grand intérêt de la MEF tient dans sa capacité à tenir compte de géométries complexes, de l'anisotropie du cristal, des différents matériaux, du couplage de plusieurs domaines de la physique en même temps, ce qui permet de se placer dans un cas de figure le plus proche possible de la structure réelle. L'inconvénient majeur de cette méthode est le temps de calcul et la limitation en termes du rapport dimension latérale/épaisseur qui peut être gênante lors de l'étude d'un résonateur BAW. Cette méthode est souvent utilisée pour des études sur des nouvelles structures dont le comportement et l'influence des différents paramètres et matériaux sont à priori inconnus.

Pour achever cette partie introductive, un bilan sur les principaux défis de la technologie BAW est présenté ci-dessous.

I.5.8. Les défis de la technologie BAW et les objectifs de la thèse:

Comme c'est le cas pour la plupart des nouvelles technologies, le succès commercial de la technologie BAW est conditionné par sa capacité à relever les défis qui lui sont posés. Les principales difficultés et points à améliorer ^[R.1.30, R.1.38, R.1.40, R.1.163] seront présentés ci-dessous ; c'est dans ce contexte que nous allons introduire les objectifs de cette thèse.

I.5.8.1. Le couplage électromécanique:

Sans aucun doute, obtenir un couplage suffisant pour les applications larges bandes en couche mince reste le plus grand défi pour la technologie BAW. Cette technologie aurait vu le jour plusieurs années plus tôt si les méthodes de dépôt avaient permis la réalisation de couches piézoélectriques offrant un couplage électromécanique suffisant pour la synthèse des filtres pour les applications

télécommunication. La qualité du résonateur en effet est fortement dépendante de la maîtrise du dépôt de la couche piézoélectrique. Des améliorations à ce niveau pour des matériaux prometteurs tels que le Niobate de Potassium (KNbO_3) ouvriront de nouveaux horizons à cette technologie qui ne sont pas accessibles avec l'AlN limité théoriquement à un coefficient de couplage de 7,5%. L'utilisation d'électrodes à forte impédance acoustique (Tungstène ou Iridium) permet également d'améliorer le coefficient de couplage.

I.5.8.2. Réduire le coût de procédés de fabrication:

Comparés au SAW, les dispositifs BAW en général, et les SMR en particulier font appel à un procédé de fabrication assez coûteux. Ceci est dû au nombre important de couches (réflecteur de Bragg, cadre « frame », couche de charge « loading »), mais également au nombre d'étapes lithographiques, à la gravure des couches métalliques du miroir de Bragg, aux étapes de recalage «trimming», à la difficulté de réaliser la compensation en température. Réduire le coût de production pour atteindre un prix compétitif en comparaison des dispositifs SAW constitue un objectif primordial conditionnant une large commercialisation de la technologie BAW.

I.5.8.3. La maîtrise des épaisseurs:

Ce point fait partie des difficultés liées au procédé de fabrication à surmonter. Pour les résonateurs et filtres à onde acoustique de volume, la fréquence de résonance est liée au 1^{er} ordre à l'épaisseur des couches. Les dispositifs BAW sont typiquement constitués de couches d'épaisseurs comprises entre quelques centaines de nanomètres et quelques microns. Les contraintes en termes d'uniformité et de qualité des couches sont extrêmement fortes dans le domaine des BAW. L'exigence pour la fréquence de résonance est de l'ordre de $\pm 0,1\%$ pour les filtres dédiés à des téléphones mobiles. Ceci se traduit par des tolérances de même niveau sur l'épaisseur de la couche piézoélectrique. Une telle précision ne peut pas être satisfaite par les outils standards utilisés pour les procédés de fabrication de semi-conducteurs qui offrent généralement une précision de $\pm 3\%$. Utiliser des équipements spécifiques augmente l'investissement mais peut résoudre une partie de ce problème. Toutefois, obtenir une uniformité suffisante (suivant les normes de production industrielles) sur toute la plaque reste encore un problème majeur qui nécessite le recours à une technique d'abrasion localisée sur le composant final (appelée trimming) permettant de diminuer localement l'épaisseur d'une couche et de corriger ainsi les non-uniformités de fréquence sur la tranche de silicium.

I.5.8.4. Le facteur de qualité et le miroir de Bragg:

Un facteur de qualité élevé est indispensable pour l'application filtrage et surtout pour l'application oscillateur. Pour un filtre, il se traduit par de faibles pertes d'insertion dans la bande passante et des bandes de transition étroites. Pour la technologie SMR, la conception du miroir de Bragg, entre autres, est particulièrement critique pour obtenir un fort facteur de qualité et éliminer les modes parasites. De

ce contexte, le choix des matériaux influence fortement les performances du résonateur. Le premier critère consiste à identifier un couple de matériaux avec un fort contraste acoustique. Les trois bicouches suivantes (avec leurs rapports d'impédances acoustiques) sont les principaux candidats dans notre étude :

- $W/SiO_2 = 7,71$
- $SiN/SiOC = 6,24$
- $AlN/SiO_2 = 2,76$

Le dernier couple présente un faible rapport d'impédance acoustique, il nécessite un nombre élevé de couches pour atteindre la réflectivité requise, ce qui n'est pas cohérent avec la volonté de réduire le coût du procédé. Chacune parmi les deux autres solutions présente des avantages, notamment une bonne isolation acoustique pour le couple W/SiO_2 , et le caractère 100% diélectrique qui permet d'éviter les capacités parasites pour le $SiN/SiOC$.

I.5.8.5. Les modes parasites:

Les modes parasites latéraux sont liés aux ondes stationnaires dans le résonateur. La présence de ces modes amplifie l'ondulation dans la bande passante et diminue l'énergie acoustique du mode fondamental. Seule une très faible ondulation est acceptée dans les filtres. En outre, la présence de modes parasites se traduit par une dégradation du facteur de qualité à cause des pertes d'énergie acoustique. Les techniques de réduction des parasites complexifient le procédé et le rendent plus cher mais s'avèrent incontournables.

I.5.8.6. Le comportement en température:

La variation des dimensions du dispositif ainsi que les caractéristiques physiques des couches du résonateur en fonction de la température font évoluer la fréquence de résonance. Les composants utilisés dans un téléphone mobile sont généralement spécifiés entre $-30^{\circ}C$ et $+85^{\circ}C$. Il faut donc s'assurer que la dérive de la fréquence de résonance des dispositifs est acceptable dans cette gamme de température c'est-à-dire, le filtre respecte le gabarit sur toute sa plage de fonctionnement. Cette dérive est plus problématique dans le cas d'un dispositif qui sera utilisé comme une référence pour une base de temps car la marge de variation de la fréquence de résonance est beaucoup plus étroite dans ce cas.

I.5.8.7. L'encapsulation:

Même si les composants BAW sont naturellement moins sensibles aux contaminations de surface que les SAW, ces composants doivent être protégés par une étape d'encapsulation. Le dépôt d'une couche supplémentaire change les caractéristiques électriques du résonateur (fréquence de résonance, couplage électromécanique ...). Ainsi, des méthodes d'encapsulation dédiées ont dû être développées pour ce type de composant. Deux méthodes d'encapsulation sont utilisées par les industriels : les

méthodes d'encapsulation collectives dites **WLP** (Wafer-Level Packaging) et les méthodes d'encapsulation individuelles.

Les méthodes d'encapsulation collective sont préférables car elles sont moins coûteuses et plus rapides, toutefois il faut garantir l'efficacité de la passivation pour protéger le résonateur lors d'un test en environnement humide par exemple. Le but d'une couche de passivation dans ce cas est de protéger le résonateur des effets néfastes causés par l'humidité. Le principal défi posé à haute fréquence est l'épaisseur maximale de la couche de passivation pour un SMR : pour des raisons acoustiques, elle doit être inférieure à 100nm à 2GHz sinon le couplage sera fortement dégradé et il est nécessaire de reconditionner la structure pour en tenir compte.

I.5.8.8. Les effets nonlinéaires:

Les effets nonlinéaires sont déjà observés dans les dispositifs BAW depuis 2005^[R.1.164]. L'application d'un fort signal conduit à une forte contrainte dans la couche piézoélectrique et à un champ électrique assez élevé. En conséquence, les effets nonlinéaires ne sont plus négligeables et nous observons l'apparition d'harmoniques supérieurs. Pour certaines applications, ces effets peuvent être très gênants comme c'est le cas pour les filtres dédiés pour la norme WCDMA qui a introduit de fortes exigences à ce propos. Ce point sera étudié plus en détail dans la suite du manuscrit. Les solutions proposées restent à ce stade trop coûteuses en termes d'encombrement pour être appliquées.

I.5.8.9. La fiabilité:

Atteindre les performances nécessaires après la fabrication du composant n'est pas suffisant pour prétendre à une diffusion commerciale. La stabilité et la fiabilité du composant doivent être assurées même sous fortes sollicitations. Le problème de la fiabilité est assez complexe car il faut être capable de qualifier la stabilité du composant et de prévoir sa durée de vie sans disposer de plusieurs années pour vérifier la robustesse à long terme du composant.

En dépit de nombreuses années de recherche et de développement technologique et les grands progrès réalisés jusqu'à ce jour, ce domaine n'a pas été suffisamment étudié pour la technologie BAW et trop peu de travaux ont été publiés dans ce contexte, même après la commercialisation du produit. Plusieurs variations des paramètres caractéristiques qui ont été observées lors de la caractérisation du composant et qui peuvent altérer son fonctionnement nécessitent d'être analysées plus en détail. Pour étudier la fiabilité du composant on fait subir à ce dernier un certain nombre de tests visant à accélérer sont vieillissement et prédire sa durée de vie. Les méthodes habituellement utilisées en microélectronique sont fondées sur la connaissance des mécanismes de défaillance du composant. Certains tests seront appliqués aux BAW comme :

- Les stockages en atmosphère humide
- Les cyclages thermiques
- Des tests de vieillissement

Il est également important de tester la stabilité du composant sous des conditions de fonctionnement extrêmes telles que sous forte puissance RF, sous champ électrique intense, ou sous contrainte mécanique, et étudier l'évolution des paramètres clés du dispositif en fonction de la contrainte appliquée. C'est dans cette optique que nous présenterons les travaux actuels dédiés à l'étude de la stabilité et de la fiabilité des dispositifs BAW pour des applications RF.

Le chapitre suivant sera dédié à l'étude du cœur du dispositif qui est la capacité MIM. Ensuite, dans le troisième chapitre nous étendrons l'étude à la brique de base qui est le résonateur BAW. Le dernier chapitre sera consacré à l'étude du filtre BAW entier.

Ce mémoire fournira enfin un bilan des résultats obtenus et ouvrira des perspectives sur la continuité de ce travail.

Conclusion du chapitre 1:

Dans ce premier chapitre, le contexte de l'étude présentée a été introduit. On a commencé par définir les besoins actuels et futurs de l'application filtrage pour la téléphonie mobile. Ensuite, on a présenté les solutions de filtrage actuelles. En se focalisant sur les avantages et les inconvénients de chacune de ces technologies, on a présenté la technologie BAW, et suggéré qu'elle constituait une solution adaptée aux spécifications de la téléphonie mobile moderne et futur. Les différentes variantes de la technologie BAW ainsi que les principales applications ont également été décrites, avec leurs principes de fonctionnement et leurs procédés de réalisation technologique. Finalement, en décrivant les enjeux de la technologie BAW, on a introduit les objectifs de cette thèse, qui consiste à caractériser et étudier la fiabilité des composants BAW SMR. Dans le chapitre suivant, on propose de s'attacher à l'étude du cœur du dispositif BAW, constitué par la capacité Métal/Piézoélectrique/ Métal.

Annexe 1: Histoire de la téléphonie mobile jusqu'aux années 1980:

Les premiers pas vers la téléphonie mobile commencent au cours du XIX^{ème} siècle avec les découvertes scientifiques fondamentales dans le domaine des ondes électromagnétiques suite aux travaux de James Clerk Maxwell et Heinrich Rudolf Hertz^[R.1.3-R.1.4]. En 1864, Maxwell décrit les lois de l'électromagnétisme et présente ses équations qui unifient les travaux de Lorentz, Faraday, Ampère et Gauss. Vingt-quatre ans après, H. R. Hertz, connu pour être le père de la radio, montre que les ondes électromagnétiques sont réfléchies par les surfaces métalliques et réalise expérimentalement la génération, la propagation et la réception d'une onde électromagnétique.

Ces ondes ont pu être utilisées pour communiquer de l'information à distance dès le début du XX^{ème} siècle. Le premier radioamateur de l'histoire, Guglielmo Marconi, réalise la 1^{ère} transmission radio en morse sur une distance de 2.5 km en 1895^[R.1.5]. Trois ans plus tard, il réussit à mettre en place la première station de radio commerciale. Marconi continue ses travaux surtout sur la télégraphie sans fil (TSF) ce qui lui permet d'obtenir le prix Nobel en 1909 et d'installer plusieurs émetteurs et récepteurs radio pour la télégraphie aux Etats-Unis^[R.1.5]. La popularité de cette nouvelle technologie augmente avec ces succès et de plus en plus des gens qui s'y intéressent. Parmi eux, Reginald Fessenden, qui travaillait avec Thomas Edison à l'époque, est le premier à transmettre de la voix en 1906 et montre ainsi le véritable potentiel de la radiodiffusion^[R.1.6].

En s'approchant des guerres mondiales, l'intérêt scientifique à la radiotéléphonie cède sa place à l'intérêt militaire : l'intérêt de cette technologie pour communiquer directement avec les champs de bataille devient évident.

C'est aux cours de ces années que naît le **RADAR** (Radio Detection And Ranging), un des instruments les plus importants de la radiocommunication.

Les fondements théoriques datent de 1904 avec les travaux de Christian Hülsmeyer qui conçoit un système permettant la détection par onde radio de la présence d'un obstacle (un bateau dans un brouillard intense) et la détermination approximative de son azimuth mais pas de sa distance (Radio Detection mais sans Ranging pour l'instant)^[R.1.7-R.1.8]. En 1917, les problèmes de longueur d'onde et de puissance sont résolus grâce aux travaux de Nikola Tesla. Après quelques années d'essais expérimentaux, le premier réseau de radars utilisé par les Britanniques apparaît en 1935, suite à un brevet déposé par Robert Watson-Watt, l'inventeur officiel du radar. L'Allemagne nazie et les Américains poursuivent également des recherches dans le domaine du RADAR, qui est quasiment opérationnel dans sa forme actuelle dès l'aube de la seconde guerre mondiale.

Les impératifs militaires imposent rapidement l'utilisation de longueurs d'ondes plus courtes pour améliorer la résolution du radar, ce qui accélère les développements des communications radio.

A la fin de la deuxième guerre mondiale, les applications civiles telles que les téléphones cellulaires réapparaissent sur le devant de la scène et bénéficient des avancées technologiques et du savoir-faire acquis pendant les années de guerre.

CHAPITRE-I: LA TELEPHONIE MOBILE ET LA TECHNOLOGIE A ONDES DE VOLUME

En 1946, la police suédoise utilise le premier téléphone mobile (certes portable mais dans une voiture !) lequel est capable d'épuiser la batterie de la voiture après 6 appels seulement ! Cette même année, les laboratoires Bell lancent le premier réseau public aux Etats-Unis. En 1947, on assiste à un pas important vers la technologie des téléphones cellulaires modernes avec la création de cellules hexagonales par DH Ring des laboratoires Bell.

Plus tard, dans ces mêmes laboratoires, on conçoit les tours cellulaires qui transmettent et reçoivent des signaux dans trois directions au lieu des antennes bidirectionnelles.

Tandis que certaines technologies se développent rapidement, l'électronique, entre autres, se révèle plus longue à mûrir. Les composants électroniques utilisés dans le premier téléphone cellulaire ne sont pas mis au point avant les années 1960.

En 1967, la téléphonie mobile devient disponible, mais l'utilisateur est obligé de rester dans une cellule domaine et le transfert des appels téléphoniques d'une station de base à l'autre n'est pas possible. Le système de transfert d'appel est développé en 1970 par Amos Edward Joel ce qui permet d'assurer la continuité des appels téléphoniques d'une région à l'autre sans renoncer à l'appel téléphonique.

A ce stade de développement, les systèmes de radiocommunication se heurtent à un certain nombre de limites difficiles à surmonter : capacité du réseau, interférences inter-canaux, limitation aux zones couvertes par le réseau, impossibilité d'une mobilité internationale du fait des incompatibilités entre les standards adoptés par chaque pays.

Pour surmonter ces difficultés, un nouveau concept est développé dont l'objectif est de permettre l'émergence d'un marché de masse pour la téléphonie mobile.

La solution vient d'une idée proposée par les laboratoires Bell après la 2^{ème} guerre mondiale : elle consiste à découper l'espace de communication en cellules élémentaires. Chaque cellule est équipée d'une station de base pour assurer la liaison radio avec les téléphones mobiles. Au même temps, toutes ces stations sont reliées entre elles en réseau afin de pouvoir assurer la continuité de la communication lors du passage d'une cellule à une autre.

La bande de fréquence utilisée est découpée en canaux attribués aux utilisateurs qui peuvent être utilisés en même temps au sein de deux cellules différentes. C'est l'image simplifiée d'un réseau moderne de téléphonie cellulaire [\[R.1.9-R.1.10\]](#).

Alors que la technologie est au point, il faut cependant attendre 1971 pour qu'**AT&T** (American Telephone & Telegraph Company) soumette une demande à la **FCC** (Federal Communications Commission) pour la mise en place d'un service de téléphonie cellulaire. La réponse ne tarde pas trop...Onze ans plus tard, la FCC accorde son agrément, et attribue les fréquences de la bande 824-894MHz pour « Advanced Mobile Phone Service » (**AMPS**) qui constitue le premier standard de réseau cellulaire de la première génération (**1G**). Cette génération fonctionne sur un mode analogique. Son niveau de sécurité est faible ce qui rend possible le piratage de lignes téléphoniques et elle

impose l'utilisation d'appareils relativement volumineux (quelques kilo). Les principaux standards de la 1G sont ^[R.1.17].

-**AMPS** (Advanced Mobile Phone System) : apparu en 1976 aux Etats-Unis et utilisé principalement Outre-Atlantique, en Russie et en Asie.

-**TACS** (Total Access Communication System) : qui est la version européenne du modèle AMPS. Utilisant la bande de fréquence de 900 MHz, ce système fut largement utilisé en Angleterre, puis en Asie (Hong-Kong et Japon).

-**ETACS** (Extended Total Access Communication System) : est une version améliorée du standard TACS développé au Royaume-Uni utilisant un nombre plus important de canaux de communication.

Depuis leur introduction officielle en 1983 et jusqu'à la fin des années 1980, le nombre de téléphones cellulaires s'accroît sensiblement, même si la plupart de ces téléphones sont conçus pour une installation permanente dans la voiture (téléphone de voiture). La popularisation du concept explose vers la fin des années 1980, ce qui impose la réduction de la taille des cellules pour pouvoir accueillir plus d'utilisateurs ^[R.1.10-R.1.11]. Cette réduction de la taille des cellules conduit cependant à des problèmes d'interférences quasi- impossibles à résoudre.

De plus, les problèmes de confidentialité et d'incompatibilité entre les standards (européens surtout) militent en faveur de la mise en place d'un nouveau standard ^[R.1.12-R.1.13].

En 1982 et lors de la Conférence Européenne des Postes et Télécommunications (**CEPT**), le Groupe Spécial Mobile (**GSM**) est créé. Il a pour mission de définir une norme commune pour les communications mobiles en Europe. La première norme numérique de deuxième génération (**2G**) est proposée en 1987 ^[R.1.14-R.1.19].

Les réseaux de téléphonie mobile numérique sont alors mis en place aux États-Unis en 1990 et en Europe en 1991. Outre une meilleure qualité d'écoute, ils permettent la réduction de la taille des appareils et assurent une certaine confidentialité.

Références du chapitre 1:

- R.1.1 GSA website: http://www.gsacom.com/news/gsa_fastfacts.php4
- R.1.2 <http://www.journaldunet.com>: LTE, l'avenir de l'Internet haut débit mobile ?
- R.1.3 Reitz, John; Milford, Frederick; Christy, Robert (1992). Foundations of Electromagnetic Theory (4th ed.). Addison Wesley. ISBN 0-201-52624-7
- R.1.4 Paul Jonathan Bruce thesis: The History of Electromagnetic Theory, University of Aberdeen (2005)
- R.1.5 Gian Carlo Corazza. Marconi's history. Proc. Of the IEEE, pp. 1307-1311, 1998
- R.1.6 Richard F. Bellaver. Wireless: from Marconi to McCaw. IEEE International Symposium on Technology and Society, pp. 197-200, 2000
- R.1.7 Page, R.M.: The Early History of RADAR , Proceedings of the Institute of Radio Engineers, vol. Volume 50, no 5, Mai 1962, Page(s):1232 - 1236
- R.1.8 Yves Blanchard, Le Radar, 1904-2004. Histoire d'un siècle d'innovations techniques et opérationnelles, éditions Ellipses. (ISBN 2729818022)
- R.1.9 Harold Sobol. Microwave communications - An historical perspective. IEEE Transactions on microwave theory and Techniques, Vol. 32, N°9, pp. 1170-1181, 1984
- R.1.10 Qi Bi, G.L. Zysman, and H. Menkes. Wireless mobile communications at the start of the 21st century. IEEE Communications Magazine, Vol.39, N°1, pp. 110-116, 2001
- R.1.11 F.G. Harrison and P. Bishop. Cellular radio-just ten short years. IEEE International Conference on 100 Years of Radio, pp. 193-198, 1995
- R.1.12 Kai Chang. RF and Microwave Wireless Systems. John Wiley And Sons, 2000
- R.1.13 Grégory Caruyer: Modélisation, conception et caractérisation de résonateurs et filtres à onde acoustique de volume pour le filtrage RF en téléphonie mobile, Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 2005
- R.1.14 Alexandre Volatier: Intégration de matériaux piézoélectriques et électrostrictifs dans les dispositifs radiofréquence à ondes acoustiques, Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 2007
- R.1.15 L.D. Olavarrieta and A.A. Nava. Wireless communications: a bird's eye view of an emerging technology. IEEE International Symposium on Communications and Information Technologies, Vol.1, pp. 541-546, 2004
- R.1.16 <http://fr.wikipedia.org>: site web d'information générale
- R.1.17 <http://www.commentcamarche.net>: Téléphonie mobile
- R.1.18 P. Bar : Thèse de doctorat intitulée "Contribution à l'intégration de résonateurs à ondes acoustiques de volume au sein des fonctions actives et passives des récepteurs-émetteurs radiofréquences", Université de Limoge (2008)
- R.1.19 Xavier Lagrange, Philippe Godlewski, Sami Tabbane, Réseaux GSM : des principes à la norme, Éditions Hermès Sciences, 2000, (ISBN 2-7462-0153-4)
- R.1.20 ITU website: "Cellular Standards for the Third Generation". ITU. 2005-12-01 (<http://www.itu.int>)
- R.1.21 ITU website: "What really is a Third Generation (3G) Mobile Technology" (PDF). <http://www.itu.int/>
- R.1.22 UMTS World website: <http://www.umtsworld.com>: The history of UMTS and 3G development"
- R.1.23 Eurotechnology Website: <http://www.eurotechnology.com/4G/index.html>
- R.1.24 Alcatel Website: <http://www.alcatel.com/publications/abstract>: "Overview 4G Mobile Technical"
- R.1.25 Moray Rumney and C. Eng: 3GPP LTE: Introducing Single-Carrier FDMA, Agilent Website <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5989-7898EN.pdf>
- R.1.26 J. Jussila, Analog baseband circuits for WCDMA Direct-Conversion receivers, PhD report of the Helsinki University of Technology, 2003
- R.1.27 R. Ruby: "Duplexers : Importance in cellular phone performance. WCA: Innovations in Wireless Components". http://www.wca.org/year2005/WCA_05-%20Agilent.pdf. 2005
- R.1.28 P. Bradley, R. Ruby, J. D. Larson, Y. Oshmyansky, D. Figueredo, « A film bulk acoustic resonator (FBAR) duplexer for USPCS handset applications" IEEE MTT-S 2001. vol.: 1. p. 367-370
- R.1.29 S. Inoue, J. Tsutsumi, Y. Iwamoto, T. Matsuda, M. Miura, Y. Satoh, M. Ueda et O. Ikata. "1.9 GHz

- Range Ultra-Low-Loss and Steep Cut-Off Double Mode SAW Filter for the Rx Band in the PCS Antenna Duplexer”. IEEE UFFC Symposium, pp. : 389-392. 2003
- R.1.30 R. Aigner, J. Kaitila, J. Ellä, L. Elbrecht, W. Nessler, M. Handtmannm T-R. Herzog et S. Marksteiner. “Bulk Acoustic Wave Filters: Performance Optimization and Volume Manufacturing”. MTT-S International Microwave Symposium Digest, pp. : 2001-2004 (2003)
- R.1.31 Article : « Les filtres à ondes de surface » Electronique - Mars 2005 n°156
- R.1.32 K. Wakino, M. Katsube, H. Tamura, T. Nishikawa et Y.Ishikawa. “Microwave dielectric materials”. IEE Four Joint Conv. Rec., papier: 235. 1977
- R.1.33 H. Tamura, D. A. Sagala et K. Wakino. “High-Q dielectric resonator material for millimetre-wave frequency”. 3rd US-Japan Seminar on Dielectric Piezoelectric Ceramics, pp.: 69-72. 1986.
- R.1.34 S. Kawashima, M. Nishida, I. Ueda et H. Ouchi. “Ba(Zn,Ta)O₃ ceramic with low dielectric loss”. Journal of American Ceramics Society, vol.: 6, pp.: 421-423. 1983.
- R.1.35 H. M. O’ Bryan, J. Thomson et J. K. Plourde. “A new BaO-TiO₂ compound with temperature-stable high permittivity and low microwave loss”. Journal of American Ceramics Society, vol.: 57, pp.: 450-453. 1974
- R.1.36 K. Wakino, K. Minai et H. Tamura. “Microwave characteristics of (Zr,Sn)TiO₄ and BaO-PbO-Nd₂O₃-TiO₂ dielectric resonator”. Journal of American Ceramics Society, vol.: 67, pp.: 278-281. 1984.
- R.1.37 I. Bahl et P. Bhartia. “Microwave Solid State Circuit Design”. Wiley and Sons, New Jersey, pp.: 906. 2003
- R.1.38 R. Aigner: MEMS in RF filter applications: thin film BAW Technology, Solid- State Sensors, Actuators and Microsystems, Vol.1, Page(s): Pages: 175- 210 (2005)
- R.1.39 R. Aigner, “Volume manufacturing of BAW-filters in a CMOS fab”, Acoustic Wave Device Symposium 2004, Chiba Japan, March 2004
- R.1.40 R. Aigner: SAW and BAW Technologies for RF Filter Applications: A Review of the Relative Strengths and Weaknesses, IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings (2008)
- R.1.41 Ruby, R., Bradley, P., Larson, J., Oshmyansyk, Y., Figueredo, D., Ultra-Miniature High-Q Filters and Duplexers using FBAR Technology, IEEE ISSCC Conference, February 6, 2001
- R.1.42 A. Fukasawa. “Analysis and composition of a new microwave filter configuration with inbornogeneous dielectric medium”. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-30, pp. 1367-1375, Sept. 1982
- R.1.43 R. Levy, “Simplified analysis of inhomogeneous dielectric block combline filters,” 1990 IEEE MTT-S, Int. Micvowave Symp. Dig., pp. 135-138. 1990
- R.1.44 C-C. You, C-L. Huang et C-C. Wei, “Single-block ceramic microwave bandpass filters” Microwave J., pp. 24-35, Nov. 1994
- R.1.45 Y. Konishi. “Novel dielectric waveguide components – Microwave applications of new ceramic materials”. Proceedings IEEE, vol.: 79, pp.: 726-740. 1991
- R.1.46 K. Sano et Meiji Miyashita. “Dielectric Waveguide Filter with Low Profile and Low-Insertion Loss”. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol.: 47, n.: 12, pp. : 2299-2303. 1999
- R.1.47 A. C. Kundu. “Broadband TEM-Mode Planar-Rectangular Dielectric Waveguide Bandpass Filter and Its Miniaturization”. IEEE MTT-S Digest, pp.: 381-384, (2002)
- R.1.48 T. Ishizaki, M. Fujita, H. Kagata, T. Uwano et H. Miyake. “A very small dielectric planar filter for portable telephones”. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.: 42, No.11, pp.2017-2022. (1994)
- R.1.49 T. Ishizaki and K. Ogawa. “Miniaturization Technique of RF Devices for Portable Telephone”. MWE’99 Microwave Workshop Digest, WS13-3, pp.383-388 (1999)
- R.1.50 J. W. Sheen. “LTCC-MLC Duplexer for DCS-1800”. IEEE MTT-S Transactions, vol.: 47, n.: 9. Sept, 2000
- R.1.51 Gaëlle Lissorgues, Filtrage et filtres électriques, Techniques de l’ingénieur, E 110 – 1-4
- R.1.52 S. Pipilos, Y. P. Tsvividis, J. Fenk et Y. Papananos. “A Si 1.8 GHz RLC Filter with Tunable Center Frequency and Quality Factor”. IEEE Journal of Solid State Circuits, vol.: 31, n. : 10, pp. : 1517-1525 (1996)
- R.1.53 C. Chang et T. Itoh. “Microwave active filters based on coupled negative resistance method”. IEEE Transactions MTTs, vol. : 38, pp. : 1879–1884. Déc. 1990
- R.1.54 B. P. Hopf, I. Wolff et M. Guglielmi. “Coplanar MMIC active bandpass filters using negative

- resistance circuits”. IEEE Microwave and Millimeter-Wave Monolithic Circuits Symposium, pp. 229–231 (1994)
- R.1.55 U. Karacaoglu et I. D. Robertson. “MMIC active bandpass filters using varacter-tuned negative resistance elements”. IEEE Transactions MTT-S., vol. : 43, pp. : 2926–2932. Déc. 1995
- R.1.56 W. B. Kuhn. “Design of Integrated RF Bandpass Filters and Oscillators for Low-Power Radio Receivers”. Proceedings of the Ninth Annual IEEE International ASIC Conference, pp.87-91, 1996
- R.1.57 E. Abou-Allam, E. El-Masry et T. Manku. “CMOS front-end RF amplifier with on chip tuning”. IEEE ISCAS, pp.: 148-151 (1996)
- R.1.58 C. Leifso and J. W. Haslett. “A Fully Integrated Active Inductor with Independent Voltage Tunable Inductance and Series-Loss Resistance”. IEEE Transactions MTT-S, vol.: 49, n.: 4 pp. : 671-676. (2001)
- R.1.59 S. Hara, et. al. “Broad Band Monolithic Microwave Active Inductor and Application to a Minituarized Wide Band Amplifier”. IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., vol. MTT-36, No. 12, p.1920-1924, (1988)
- R.1.60 W. B. Kuhn, N. K. Yanduru, et A. S. Wyszynski. “Q-Enhanced LC Bandpass Filters for Integrated Wireless Applications”. IEEE Transactions MTTS, vol : 46, n. : 12, pp. :2577-2586 (1998)
- R.1.61 R.M. White, F.W. Voltmer, Direct piezoelectric coupling of surface elastic waves, Appl. Phys. Lett., Vol 7, pp 314-316, 1965
- R.1.62 Lord Rayleigh. On waves propagating along the plane surface of an elastic solid. Proc. London Math. Soc., Vol. 17, pp. 4-11, 1885
- R.1.63 M. Feldmann et J. Henaff. “Surface acoustic waves for signal processing”, New York Academic. 1989
- R.1.64 C. K. Campbell. “Surface acoustic wave for mobile and wireless communications”, New York Academic. 1998
- R.1.65 K. Hashimoto. “Surface acoustic wave devices in telecommunications”. Berlin, Allemagne. Springer-Verlag. 2000
- R.1.66 P. V. Wright. “A Review of SAW Resonator Filter Technology”. IEEE Ultrasonics Symposium, pp.:29-39. 1992
- R.1.67 O. Ikat, Y. Satoh, T. Miyashita, T. Matsuda et Y. Fujiwara. “Development of 800 MHz band SAW filters using weighting for the number of finger pairs”. IEEE Ultrasonics Symposium, pp.: 83-86. 1990
- R.1.68 P. Hartemann and E. Dieulesaint: Acoustic-surface-wave filters, Electron. Lett. Volume 5, Issue 25, p.657–658 (1969)
- R.1.69 D.P. Morgan. History of saw devices. IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 439-460, 1998
- R.1.70 J.H. Collins. A short history of microwave acoustics. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 32, N°9, pp. 1127-1140, 1984
- R.1.71 William STEICHEN, Sylvain BALLANDRAS : Composants acoustiques utilisés pour le filtrage : Revue des différentes technologies, Techniques de l’ingénieur, E 2000 – 1-28
- R.1.72 J. Tsutsumi, S. Inoue, Y. Iwamoto, M. Miura, T. Matsuda, Y. Satoh, T. Nishizawa, M.Ueda et O. Ikata. “A Miniaturized 3 x 3-mm SAW Antenna Duplexer for the US-PCS band with Temperature-Compensated LiTaO3/Sapphire Substrate”. IEEE UFFC Symposium, pp.: 954-958. 2004
- R.1.73 P. Ventura, M. Solal, P. Dufilie, J. Desbois, M. Doisy et J. M. Hode. “Synthesis of SPUDT filters with simultaneous reflection and transduction optimization”. IEEE Ultrasonics Symposium, pp. : 71-75. 1992
- R.1.74 H. Wachi, S. Orito, T. Tanaka , K. Wada, T. Ooura, S. Ichikawa, T. Takezaki, S. Mitobe, M. Koshino et Y. Ebata. “High Attenuation SAW IF Filter for Digital Terrestrial TV”. IEEE Ultrasonics Symposium, pp.:811-816. 2003
- R.1.75 E. A. Ash. “Surface wave grating reflectors and resonators”. IEEE International Microwave Symposium, pp.: 385–386. 1970
- R.1.76 A. Springer, F. Hollerweger, R. Weigel, S. Berek, R. Thomas, W. Ruile, C. C. W. Ruppel et M. Guglielmi. “Design and Performance of a SAW Ladder-Type Filter at 3.15 GHz Using SAW Mass-Production Technology”. IEEE Trans. Microwave Theory and Tech, vol.: 47, n.: 12, pp.: 2312-2316. 1999

- R.1.77 Y. Satoh, O. Ikata, T. Matsuda, T. Nishihara et T. Miyashita. "Resonator-type low-loss filters". International Symposium of SAW Devices for Mobile Communications, pp.: 179-185. 1992
- R.1.78 Y. Taguchi, S.-I. Seki, K. Onishi and K. Eda. "A New Balanced-Unbalanced Type RF Band SAW Filter." 1996 MTT-S International Microwave Symposium: 417-420.]
- R.1.79 K. Yamanouchi. "Generation, Propagation and Attenuation of 10 GHz-range SAW LiNbO₃". IEEE Ultrasonics Symposium, pp.: 57-62. 1993
- R.1.80 T. Nishihara, T. Yokoyama, T. Miyashita, Y. Satoh, High performance and miniature thin film bulk acoustic wave filters for 5 GHz, IEEE Ultrason. Symp., pp 969-972, 2002
- R.1.81 D. M. Li, F. Pan, J. B. Niu et M. Liu. "Ion Bombardment-Induced High Orientation of Al/Ti Films for Surface Acoustic Wave Device Applications". Journal of Electronic Materials. Juillet, 2005
- R.1.82 Y. Satoh, T. Nishihara et O. Ikata. "SAW duplexer metalizations for high power durability". IEEE Ultrasonics Symposium, pp.: 17-26. 1998
- R.1.83 M. Kadota, T. Nakao, E. Takata, et al., SAW substrate with coupling factor and excellent temperature stability suitable for Duplexer of PCS in US, IEEE Ultrason. Symp., pp. 1970-1975, 2004
- R.1.84 M. Kadota, "High Performance and Miniature Surface Acoustic Wave Devices with Excellent Temperature Stability Using High Density Metal Electrodes", Proceeding of IEEE Ultrasonics Symposium 2007, New York, page 496
- R.1.85 J. Tsutsumi, S. Inoue, Y. Iwamoto et al., A miniaturized 3x3 mm SAW antenna duplexer for the US-PCS band with temperature-compensated LiTaO₃ /Sapphire substrate, IEEE Ultrason. Symp., pp. 954-958, 2004
- R.1.86 O. Nakagawara, M. Saeki, A. Teramoto, A. Hasegawa et al., High power durable SAW filter with epitaxial aluminium electrodes on 38.5 rotated Y-X LiTaO₃ by two-step process sequence in titanium intermediate layer, IEEE Ultrason. Symp., pp 1734-1737, 2003
- R.1.87 P. Selmeier, R. Grunwald, H. Kruger, G. Feiertag, C. Ruppel, Recent advances in SAW packaging, IEEE Ultrason. Symp., pp. 283-292, 2001
- R.1.88 Hans Meier, Thomas Beier, and Gerd Riha. Miniaturization and advanced functionalities of saw devices. IEEE Transactions on microwave theory and Techniques, Vol. 49, N°4, pp. 743-748, 2001
- R.1.89 S. Marksteiner, D. Ritter, E. Schmidhammer, M. Schmiedgen, T. Metzger, "SAW-BAW duplexers for WCDMA", EPCOS news magazine, Jul. 2007
- R.1.90 M. Ueda, "High-Q Resonators Using FBAR/SAW Technolgy and Their Applications", MTT-S International Microwave Symposium Digest, 2005
- R.1.91 Site commercial de EPCOS: <http://www.epcos.fr/>
- R.1.92 Jean-Pierre AUBRY : Composants piézo-électriques, Techniques de l'ingénieur, E2205
- R.1.93 Robert G. Kinsman. A history of crystal filters. IEEE International Frequency Control Symposium, pp. 563-570, 1998
- R.1.94 W.G. Cady. The piezo-electric resonator. Proc. IRE, Vol. 10, Issue: 2, page(s): 83- 114 1922.
- R.1.95 L. Espenschild. Electrical wave filter. US PATENT, 1795204, 1931
- R.1.96 Daniel Royer and E. Dieulesaint: Elastic Waves In Solids I: Free And Guided Propagation, Springer 2000
- R.1.97 Walter Guyton Cady: Piezoelectricity, Mc Graw-Hill New-York 1946
- R.1.98 R. Lanz, M.A. Dubois, P. Mural, Solidly mounted BAW filters for the 6 to 8 GHz range on AlN thin films, IEEE Ultrason. Symp., pp. 843-846, 2001
- R.1.99 K. M. Lakin. "Thin Film Resonators and Filters". Proceedings IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 895-906. 1999
- R.1.100 K.M. Lakin, A review of thin-film resonator technology, IEEE Microwave Mag., pp 61- 67, 2003
- R.1.101 G.C. Coussot. Bulk wave resonator for the 100-300 MHz frequency range. Proc. IEEE, pp. 590-591, 1974
- R.1.102 N.F. Foster. Ultra-high frequency cadmium sulphide transducers. IEEE Transactions of symposium on sonics and ultrasonics, pp. 63, 1964
- R.1.103 J. De Klerk and E.F. Kelly. Coherent phonon generation in the gigacycle range via insulating cadmium sulphide films. Appl. Phys. Lett., 5 (1) ,2, 1964
- R.1.104 G. A. Rozgonyi and W. J. Polito: Preparation of ZnO thin films by sputtering of the compound in oxygen and argon, Appl. Phys. Lett. 8, 220 (1966)

- R.1.105 R. M. Malbon, D. J. Walsh, and D. K. Winslow: Zinc-Oxide Film Microwave Acoustic Transducers, Appl. Phys. Lett. 10, 9 (1967)
- R.1.106 R.M. White and C.T. Chuang A.C.C. Lee. Bulk ultrasonic transducers employing piezoelectric film on thin metal sheets. IEEE Transactions of symposium on sonics and ultrasonics, 1981
- R.1.107 M. T. Wauk and D. K. Winslow: Vacuum Deposition Of AlN Acoustic Transducers, Appl. Phys. Lett. 13, 286 (1968)
- R.1.108 S. Yoshida, S. Misawa, and A. Itoh: Epitaxial Growth Of Aluminum Nitride Films On Sapphire By Reactive Evaporation, Appl. Phys. Lett. 26, 461 (1975)]
- R.1.109 K.M. Lakin and J.S. Wang. Uhf composite bulk acoustic wave resonators. IEEE Ultrasonics symposium, pp. 834-837, 1980.
- R.1.110 T.W. Grudkowski, J.F. Black, T.M. Reeder, D.E. Cullen, and R.A. Wagner. Fundamental mode vhf/uhf bulk acoustic wave resonators and filters on silicon. IEEE Ultrasonics symposium, pp. 829-833, 1980.
- R.1.111 K. Nakamura, H. Sasaki, and H. Shimizu. Zno/SiO₂ diaphragm composite resonator on a silicon wafer. Electronics letters, Vol.17, N°14, pp. 507-509, 1981.
- R.1.112 H. Satoh, Y. Ebata, H. Suzuki, and C. Narahara. An air gap type piezoelectric composite resonator. IEEE frequency control symposium, pp. 361-366, 1985.
- R.1.113 Steven Mahon and Robert Aigner Bulk Acoustic Wave Devices – Why, How, and Where They are Going, CS MANTECH Conference, May 14-17, 2007, Austin, Texas, USA]
- R.1.114 Marc-Alexandre Dubois, Aluminium Nitride And Lead Zirconate-Titanate Thin Films For Ultrasonic Applications: Integration, Properties And Devices, These De Doctorat Ecole Polytechnique Fédérale De Lausanne (1999)
- R.1.115 F. Engelmark: "AlN and High-K thin films for IC and Electroacoustic Applications", Thèse de l'Université d'Uppsala (Suède), 2002
- R.1.116 Roman Lanz: Piezoelectric Thin Films For Bulk Acoustic Wave Resonator Applications: From Processing To Microwave Filters, Thèse De Doctorat De L'école Polytechnique Fédérale De Lausanne (2004)
- R.1.117 Christophe Zinc: technologie et caractérisations de films minces piézoélectriques pour la réalisation des MEMS, Thèse de doctorat de l'institut National des Sciences Appliquées (2004)
- R.1.118 B. Ivira, R. Fillit, F. Ndagijimana, P. Benech, G. Parat, and P. Ancey, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 55, no. 1, (2008)
- R.1.119 Schmidhammer, E.: Nonlinear effects in acousto-electric devices, 4th European Conference on Circuits and Systems for Communications, Page(s):221 – 226 (2008)
- R.1.120 W.E. Newell. Face-mounted piezoelectric resonators. Proceedings of the IEEE, pp. 575-581, 1965
- R.1.121 W.E. Newell. Ultrasonics in integrated electronics. Proceedings of the IEEE, Vol. 53, N° 10, pp. 1305-1309, 1965
- R.1.122 Lawrence N. Dworsky and Lule C.B. Mang. Thin film resonator having stacked acoustic reflecting impedance matching layers and method. US PATENT, US5373268, 1994
- R.1.123 A. Zarembowitch : Ultrasonic waves and optics , Springer Berlin / Heidelberg ISSN 1616-6361(1980)
- R.1.124 C . K. Jen, Similarities and differences between fiber acoustics and fiber optics, ultrasonics symposium pp. 1128 -1133 (1985)
- R.1.125 Cédric Durand, Développement d'une filière technologique pour la réalisation de vias à travers un réflecteur de Bragg, Rapport de stage ingénieur 3^{ème} année ST-Leti (2005)
- R.1.126 S. Marksteiner, J. Kaitila, G.G. Fattinger and R. Aigner, "Optimization of Acoustic Mirrors for Solidly Mounted BA Resonators", IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 329-332, Mai 2005
- R.1.127 Jérémie Bouchaud, Bernardo Knoblich, Henning Wicht, Will RF MEMS live up their promise?Proceedings of the 36th European Microwave Conference, 2006
- R.1.128 K.M. Lakin, G.R. Kline, K.T. McCarron, Development of miniature filters for wireless applications, IEEE Trans. Microwave Theory. Tech., Vol. 43, n°12, pp. 2933-2939, 1995
- R.1.129 A. P. S. Khanna, Ed. Gane, and T. Chong, "A 2GHz voltage tunable FBAR oscillator," IEEE MTT-S Digest, pp. 717-720, 2003
- R.1.130 Y. S. Park, S. Pinkett, J. S. Kenney, and W. D. Hunt, "A 2.4GHz VCO with an integrated acoustic solidly mounted resonator," IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 839-842, 2001

- R.1.131 G. Chien, P.R. Gray, "A 900-MHz local oscillator using a DLL-based frequency multiplier technique for PCS applications", IEEE J. Solid-State Circuits, vol.35, pp. 1996-9, Dec. 2000
- R.1.132 B.P. OTIS and J.M. RABAEY, "A 300 μ W 1.9GHz CMOS Oscillator Utilizing Micromachined Resonators » IEEE J. Solid State Circuits, Vol. 38, No. 7, July 2003, pp. 1271–1274
- R.1.133 C.S. Lam, A Review of the Recent Development of MEMS and Crystal Oscillators and Their Impacts on the Frequency Control Products Industry, Int. Ultrasonics Symposium, 2008, pp: 694-704
- R.1.134 SiTime Corporation, "SiT1 SiRes Fixed Frequency Oscillator" Data Sheet, SiT1_Rev B
- R.1.135 K.M. Lakin, K.T. McCarron, J.F. McDonald, and J. Belsick: Temperature Coefficient and Ageing of BAW Composite Materials, 2001 IEEE International Frequency Control Symposium 605-608
- R.1.136 F. Vanhelmont, P. Philippe, A.B.M. Jansman, R.F. Milsom et al., A 2 GHz reference oscillator incorporating a temperature compensated BAW resonator, IEEE Ultrason. Symp. 2006
- R.1.137 Petit, D.; Cesar, E.; Bar, P.; Joblot, S.; Parat, G.; Berchaud, O.; Barbier, D.; Carpentier, J.-F.; Thermally stable oscillator at 2.5 GHz using temperature compensated BAW resonator and its integrated temperature sensor, Ultrasonics Symposium, 2008, Page(s):895 – 898
- R.1.138 Petit, D.; Cesar, E.; Bar, P.; Joblot, S.; Parat, G.; Berchaud, O.; Verdier, J.; Carpentier, J.-F.; Temperature compensated BAW resonator and its integrated thermistor for a 2.5GHz electrical thermally compensated oscillator, RFIC 2009, Page(s):339 – 342
- R.1.139 Wei Pang; Ruby, R.C.; Parker, R.; Fisher, P.W.; Larson, J.D.; Grannen, K.J.; Lee, D.; Feng, C.; Callaghan, L: A Thermally Stable CMOS Oscillator Using Temperature Compensated FBAR, Ultrasonics Symposium, 2007, Page(s):1041 - 1044
- R.1.140 Wei Pang; Ruby, R.C.; Parker, R.; Fisher, P.W.; Unkrich, M.A.; Larson, J.D.: A Temperature-Stable Film Bulk Acoustic Wave Oscillator Electron Device Letters, IEEE Volume 29, Issue 4, 2008, pp.: 315 – 318
- R.1.141 Ito, H.; Lakdawala, H.; Ravi, A.; Pellerano, S.; Ruby, R.; Soumyanath, K.; Masu, K.; A 1.7-GHz 1.5-mW digitally-controlled FBAR oscillator with 0.03-ppb resolution, ESSCIRC 2008, Page(s):98 - 101
- R.1.142 Rai, Shailesh; Ying Su.; Dobos, Aron; Kim, Richard; Ruby, Richard; Pang, Wei; Otis, Brian: A 1.5GHz CMOS/FBAR frequency reference with ± 10 ppm temperature stability: Frequency Control Symposium, 2009 Page(s):385 – 387
- R.1.143 Hu, Julie R.; Pang, Wei; Ruby, Richard C.; Otis, Brian P.; Radio Frequency Integrated Circuits Symposium, A 750 μ W 1.575GHz temperature-stable FBAR-based PLL, 2009. IEEE RFIC 2009 Page(s): 317–320
- R.1.144 Rich Ruby "Future Extensions of FBAR Technology" RFIC 2009 Workshop
- R.1.145 Stéphane Razaïmmandimby : Accord en fréquence de résonateurs BAW appliqué au filtrage et à la synthèse de fréquence RF, Thèse de doctorat de l'université de Lille (2007)
- R.1.146 W.P. Mason. Electromechanical transducers and wave filters. 2nd Ed. Van Nostrand- Reinhold, 1948
- R.1.147 Daniel Royer et Eugène Dieulesaint: Ondes élastiques dans les solides, Tome 2, Masson, 1999
- R.1.148 Eric Gaboriaud : Etude des résonateurs piézoélectriques dans le domaine des micro-ondes: application au filtrage, Thèse de doctorat de l'université de Limoges (2004)
- R.1.149 R. Lerch, "Simulation of Piezoelectric Devices by Two- and Three- Dimensional Finite Elements,"IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr., Vol. 37, No. 2, pp. 233-247, 1990
- R.1.150 Sylvain Giraud : Étude, conception et réalisation de résonateurs piézoélectriques pour des applications hautes fréquences Thèse de doctorat de l'université de Limoges (2007)
- R.1.151 A. H. Meizler, D. Berlincourt, F. S. Welsh, H. F. Tiersten, G. A. Coquin, A. W. Warner. "IEEE Standard on Piezoelectric". IEEE Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control Society. New York, États Unis. 1987
- R.1.152 D. A. Berlincourt, D. R. Curran et H. Jaffe. "Piezoelectric and piezomagnetic materials and their function as transducers". Physical Acoustics, W. P. Mason. Ed. New York, Academic Press. 1964
- R.1.153 Mathias Link : Étude et réalisation de résonateurs à ondes acoustiques de volume (FBAR) montés sur miroir acoustique et exploitant le mode de cisaillement dans les couches minces d'oxyde de zinc (ZnO) à axe c incliné : application aux capteurs gravimétriques en milieux liquides, thèse de l'Université Henri Poincaré, Nancy (2006)

- R.1.154 Donald F. McCann, Jason M. McGann, Jesse M. Parks, David J. Frankel, Mauricio Pereira da Cunha and John F. Vetelino, A Lateral-Field-Excited LiTaO₃ High- Frequency Bulk Acoustic Wave Sensor, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control 56(4):779-87, 2009
- R.1.155 Bernhard Jakoby, Heinz Eisenschmid, and Falk Herrmann: The Potential of Microacoustic SAW and BAW-Based Sensors for Automotive Applications—A Review, IEEE SENSORS JOURNAL, VOL.2, NO. 5, 2002
- R.1.156 Qingming Chen, Tao Zhang, and Qing-Ming Wang, Frequency-Temperature Compensation of Piezoelectric Resonators by Electric DC Bias Field: iee transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 52, no. 10, october 2005
- R.1.157 M. A. Dubois, C. Billard, C. Muller, G. Parat et P. Vincent. "Integration of High-Q BAW Resonators and Filters Above-IC". IEEE ISSCC Proceedings. Pages: 392-393. 2005
- R.1.158 L. Elbrecht, P. Aigner, C. I. Lin et H. J. Timme. Integration of Bulk Acoustic Wave Filters: Concepts and Trends. IEEE MTT-S. Pages: 395-398. 2004
- R.1.159 M.A. Dubois; J.F. Carpentier; P. Vincent; C. Billard; G. Parat; C. Muller; P. Ancey; P. Conti, "Monolithic Above-IC Resonator Technology for Integrated Architectures in Mobile and Wireless Communication", IEEE solid-state circuits, vol. 41, Issue 1, p.7-16, January 2006.
- R.1.160 Po-Hsun Sung; Chi-Ming Fang; Pei-Zen Chang; Yung-Chung Chin; Pei-Yen Chen, "The method for integrating FBAR with circuitry on CMOS chip", Frequency Control Symposium and Exposition, 2004. Proceedings of the 2004 IEEE International, p.562-65, August 2004
- R.1.161 Brice Ivira : Fiabilité des résonateurs acoustiques de type BAW pour les applications dans le secteur des télécommunications, Thèse de doctorat de Ecole doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatisme et Traitement du Signal de Grenoble INPG (2006)
- R.1.162 K. M. Lakin. "Modeling of thin film resonators and filters". IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Proceedings, vol.: 1, pp.: 149-152. 1992
- R.1.163 R. Aigner, "Bringing BAW Technology into Volume Production: The Ten Commandments and the Seven Deadly Sins", Proc. 3th Int. Symp. Acoustic Wave Devices for Future Mobile Communication Systems, 2007
- R.1.164 R. Aigner, N.-H. Huynh, M. Handtmann, S. Marksteiner "Behavior of BAW devices at high power levels" Proceedings of IEEE IMS-MTT-S 2005, Long Beach
- R.1.165 K. S. Van Dyke, the piezo-electric resonator and Its equivalent network (pp742-764) (1928)
- R.1.166 J.F. Rosenbaum, "Bulk acoustic wave theory and devices", Artech house, ISBN: 0-89006-265-X
- R.1.167 J.D. Larson III, P. Bradler, S. Wartenberg, and R. Ruby, "Modified Butterworth-Van Dyke circuit for FBAR resonators and automated measurement system," in Proc. IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 863- 868, 2000
- R.1.168 Bjurström, J. Vestling, L. Olsson, J. Katardjiev, I. : An accurate direct extraction technique for the MBVD resonator Model, Volume: 3, On page(s): 1241- 1244 34th European Microwave Conference, 2004
- R.1.169 D. Feld, T. Jamneala, C. Wade, S. Fazzio, D. Hula, A. Chien, "Low insertion loss, high rejection handset duplexer for UMTS-1 (WCDMA) band," in Proc. IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 101-104, 2005
- R.1.170 Frank Z. Bi and Bradley P. Barber: Improve MBVD Model to Consider Frequency Dependent Loss for BAW Filter Design, IEEE Ultrasonics Symposium pp 1025-1028 (2007)
- R.1.171 J. Kaitila, M. Ylilammi, Juha Ellä and R. Aigner: Spurious Resonance Free Bulk Acoustic Wave Resonators, 2003 Ieee Ultrasonics Symposium-84-87 (2003)

CHAPITRE-II : ETUDE DE LA CAPACITE METAL-ISOLANT-METAL, CŒUR DU RESONATEUR BAW

Introduction du chapitre 2:

La capacité **MIM** est la partie principale du dispositif BAW (*FIG.2-1*). Son étude constitue une priorité et une étape importante vers la compréhension et la caractérisation de la fiabilité du dispositif BAW.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons particulièrement à l'étude de la capacité Mo-AlN-Mo utilisée pour les dispositifs SMR étudiés. Des tests de fiabilité sous champ électrique, contrainte mécanique, variation de température et autres seront présentés par la suite pour déterminer l'effet d'un champ électrique sur les propriétés de la structure, étudier les mécanismes de conduction, déterminer le champ de claquage, qualifier la stabilité de la capacité et expliquer les éventuelles variations qui peuvent être observées.

La démarche retenue pour choisir le matériau piézoélectrique ainsi que les électrodes qui forment cette structure est présentée en premier lieu.

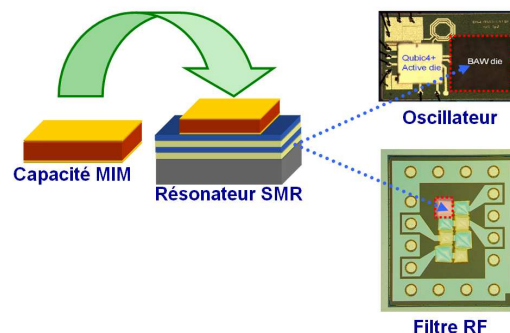


FIG.2-1: De la capacité MIM jusqu'aux applications finales

II. Phénomène de polarisation diélectrique et effet piézoélectrique :

Un matériau est diélectrique s'il ne contient pas de charge électrique susceptible de se déplacer de façon macroscopique. Autrement dit, c'est un milieu qui ne peut pas conduire le courant électrique. Placé dans un champ électrostatique, le diélectrique se polarise, c'est à dire se comporte comme une collection de dipôles situés dans le vide. Le moment dipolaire de chaque dipôle dépend du matériau et du vecteur champ local. Un diélectrique est dit parfait si la polarisation qu'il acquiert dépend uniquement du champ électrostatique appliqué. Nous ne considérons ici que les diélectriques parfaits. Pour obtenir une représentation plus générale des effets dans l'espace de la distribution de charges précédemment introduite, on associe aux diélectriques parfaits des champs de vecteurs :

- Le vecteur \vec{D} ou induction électrostatique associé à la charge surfacique totale.
- Le vecteur \vec{P} ou polarisation associé à la charge surfacique liée (**FIG.2-2**).
- Le vecteur \vec{E} ou champ électrostatique tel que $\epsilon_0 \vec{E}$ est associé à la charge surfacique libre (**FIG.2-2**).

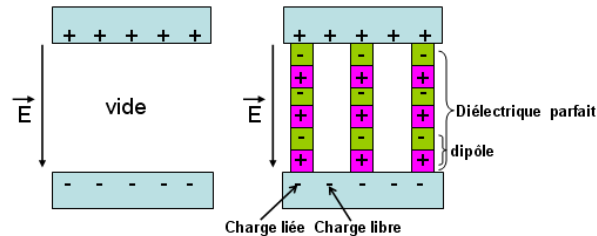


FIG.2-2: Mécanisme de la polarisation diélectrique

Ainsi on obtient la relation fondamentale de l'électrostatique :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (\text{Eq.2-1})$$

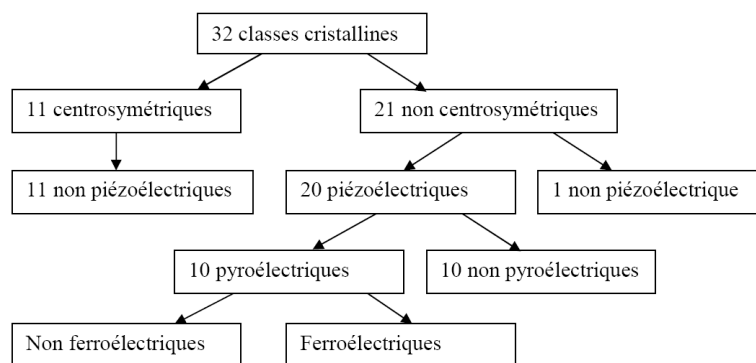


FIG.2-3: Regroupement des 32 classes cristallines selon leurs propriétés piézoélectriques, pyroélectriques et ferroélectriques

Dans les matériaux diélectriques, les atomes possèdent un certain degré d'ionisation et sont donc chargés positivement ou négativement. Selon la structure du cristal, les barycentres des charges positives et des charges négatives ne coïncident pas toujours, même en l'absence de champ électrique extérieur. Sur les 32 classes cristallines (**FIG.2-3**), 21 sont dépourvues de centre de symétrie. Cependant une étude plus approfondie montre que la classe hémiédrique du système cubique (432) ne peut présenter l'effet piézoélectrique. Il existe donc 20 classes piézoélectriques. Parmi ces classes piézoélectriques, 10 possèdent une polarisation électrique spontanée et sont dites polaires. Leur polarisation spontanée varie avec la température, ces cristaux sont donc pyroélectriques. Parmi les cristaux pyroélectriques enfin, certains sont dits ferroélectriques et se caractérisent par le fait qu'il est possible de renverser leur polarisation électrique permanente en appliquant un fort champ électrique dans le sens opposé. L'effet physique de base exploité pour les dispositifs BAW est la piézoélectricité.

La piézoélectricité est le phénomène de polarisation électrique induite par une déformation mécanique dans certains cristaux, cette polarisation étant proportionnelle à la déformation et changeant de signe avec elle. Il existe un effet piézoélectrique direct: en appliquant une force, on recueille une tension et un effet piézoélectrique inverse: en appliquant une tension, on crée une déformation (**FIG.2-4**).

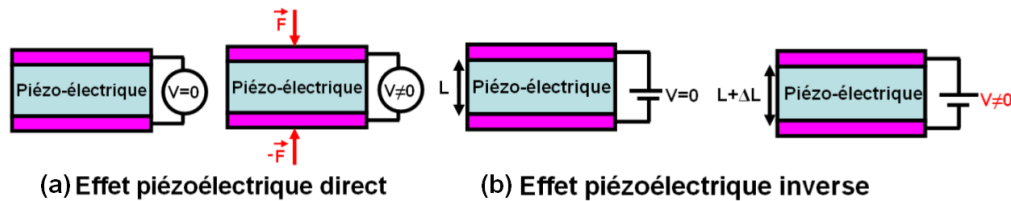


FIG.2-4: Effet piézoélectrique direct et inverse

Comme cela a été expliqué dans la première partie, le principe de fonctionnement d'un résonateur BAW se fonde sur l'effet piézoélectrique inverse : il exploite les propriétés de l'onde acoustique générée au sein d'un solide piézoélectrique suite à l'application d'un champ électrique alternatif entre ses faces. Cette onde acoustique est la résultante d'une déformation mécanique du réseau cristallin qui oscille alors à une fréquence donnée, dite fréquence de résonance. En pratique, la piézoélectricité est exploitée selon deux modes d'excitation: l'excitation d'une onde acoustique transversale ou l'excitation d'une onde acoustique longitudinale. L'onde est dite longitudinale si la direction de propagation de l'onde est parallèle au déplacement des atomes du réseau cristallin. Dans le cas d'une onde transversale, la direction de propagation de l'onde est perpendiculaire au déplacement des atomes.

Compte tenu de l'importance de cette partie du dispositif, le choix des matériaux (piézoélectrique et métallique) doit suivre un certain nombre de critères dictés par les performances du composant final mais aussi par les contraintes liées au milieu industriel. Dans la partie qui suit, la démarche suivie pour sélectionner les matériaux les mieux adaptés à notre dispositif est présentée.

III. Choix des matériaux pour la capacité MIM :

La capacité se compose deux parties : les électrodes métalliques et la couche piézoélectrique. La partie piézoélectrique est tout d'abord décrite puis le choix des électrodes est discuté.

III.1. Choix du matériau piézoélectrique :

La couche piézoélectrique constitue le cœur du résonateur BAW, et naturellement, le choix du matériau piézoélectrique doit se faire avec le plus de soin possible suivant des critères bien déterminés compte tenu de son impact direct sur les performances du dispositif final en termes de couplage, facteur de qualité et fréquence d'opération. Pour effectuer ce choix crucial, plusieurs considérations sont prises en compte et résumées plus loin ^[R.2.1-R.2.2].

Les critères les plus importants sont basés sur les caractéristiques électriques et mécaniques des matériaux. Idéalement, le matériau utilisé doit avoir :

- Un coefficient de couplage électromécanique le plus haut possible. Comme cela a été montré dans le premier chapitre, ce coefficient définit la bande passante, et exerce un effet sur l'ondulation dans la bande passante.
- Une forte constante diélectrique : l'impédance du résonateur est inversement proportionnelle à la permittivité. Plus cette constante est élevée, plus faible est la taille du résonateur.
- Un bon coefficient de qualité acoustique : ce coefficient caractérise les pertes intrinsèques du matériau et influence directement le facteur de qualité du résonateur.
- Un faible coefficient de variation en température des résonances TCF : un TCF proche de zéro est idéal pour réduire les dérives en température sans avoir recours à une couche de compensation susceptible de dégrader la qualité du résonateur.
- Une faible vitesse de propagation acoustique: ceci permet d'avoir, pour une fréquence de résonance donnée, un résonateur de plus faible épaisseur. Réduire l'épaisseur de la couche piézoélectrique signifie une réduction du coût de fabrication du dispositif.

D'autres propriétés physiques de la couche piézoélectrique sont prises en considération, avec cependant une priorité plus faible. Une couche piézoélectrique présentant une bonne conductivité thermique est préférable, car cela permet un bon transfert de la chaleur et donc une faible variation de température suite à une dissipation de puissance RF. En général, un matériau présentant une bonne conductivité thermique offre un champ de claquage plus élevé et une meilleure tenue en puissance.

Un matériau offrant une bonne stabilité chimique est également fortement recommandé pour éviter les réactions chimiques aux interfaces à long terme et résister aux attaques chimiques lors des étapes technologiques de la fabrication des BAWs. Cette caractéristique constitue également un facteur déterminant pour la fiabilité du dispositif lors des tests de cyclage thermique et des tests chaleur-humide comme nous allons le voir plus loin.

Enfin, une forte densité de puissance se traduit par un champ électrique très élevé dans le résonateur. Il est donc important d'avoir un diélectrique dont le champ de claquage est le plus élevé possible.

Les matériaux piézoélectriques utilisés ces dernières années dans les résonateurs BAW pour des applications RF sont le Nitrure d'Aluminium (AlN)^[R.2.3], l'Oxide de Zinc (ZnO)^[R.2.4], le Titano Zirconate de Plomb (PZT)^[R.2.5] et le Niobate de Potassium (KNbO₃)^[R.2.6].

Le KNbO₃ est un matériau très prometteur et bien adapté aux exigences des dispositifs BAW. Toutefois, son procédé de dépôt en couche mince n'est pas encore bien maîtrisé (surtout pour le problème de stoechiométrie relié au potassium qui est très volatile), ce qui conduit à une faible résistance électrique et un faible couplage électromécanique (2 à 3%)^[R.2.7, R.2.9] loin des valeurs théoriques pour un monocristal en mode d'épaisseur (45%)^[R.2.7-R.2.8] qui reste insuffisant pour réaliser

des filtres passe-bande. Ainsi, la majorité des travaux publiés dans le domaine des BAW explorent les trois premiers matériaux. Un comparatif entre ces trois matériaux peut être dressé selon les critères définis plus haut.

De point de vue couplage électromécanique, le PZT présente le coefficient le plus élevé (8 à 15 %), comparé au ZnO (7 %) et l'AlN (6,5 %). Un coefficient de couplage trop faible est éliminatoire pour les applications de filtrage car la bande passante est inférieure à celle requise.

Au niveau de la constante diélectrique ϵ_r , le PZT ($\epsilon_r=400$) est nettement meilleur que l'AlN ($\epsilon_r=10$) et le ZnO ($\epsilon_r=9$). Le PZT est aussi meilleur du point de vue de la vitesse acoustique ($v_a=5400\text{m/s}$) comparé au ZnO (6080m/s) et à l'AlN (11550m/s).

Toutefois, les fortes pertes intrinsèques (mécaniques et diélectriques) du PZT réduisent l'intérêt industriel de ce matériau comparé à l'AlN et au ZnO qui offrent de très faibles pertes intrinsèques. Dans ce contexte, le facteur de qualité d'un dispositif utilisant l'AlN ou le ZnO est supérieur à 1000 tandis qu'un dispositif à PZT présente un facteur de qualité voisin de 100. L'AlN présente un TCF plus faible (-25ppm/°C) que le ZnO (-60ppm/°C) et le PZT (autour de -40ppm/°C) et une conductivité thermique élevée (~300W/m.K), ce qui est rare pour les matériaux diélectriques puisque la conductivité thermique et la conductivité électrique vont en général de pair.

D'un point de vue de sa stabilité chimique, l'AlN en structure hexagonale est très stable chimiquement contrairement au ZnO et au PZT.

Le champ de claquage de l'AlN est également assez élevé, comme le montrera la partie dédiée à cette étude. Nous n'avons pas trouvé de résultat récent pour le PZT et le ZnO mais les premiers résultats publiés sont nettement moins bons que l'AlN [\[R.2.10-R.2.11\]](#).

Au-delà des critères liés aux performances du résonateur, le choix du matériau piézoélectrique est imposé par les contraintes de l'environnement technologique dans lequel le résonateur est fabriqué qui sont celles des matériaux semi-conducteurs. Ainsi, la couche piézoélectrique ne doit pas être une source de contamination. Le ZnO et le PZT sont des matériaux à fort risque de contamination et donc interdits dans les salles d'intégration CMOS contrairement à l'AlN qui ne pose aucun problème de cet ordre.

Au bilan, l'AlN, même s'il ne semble pas être le matériau idéal pour les BAW à première vue, reste jusqu'à présent, le meilleur compromis, car il est le seul en mesure de répondre aux critères de développement de résonateurs performants, tout en respectant les contraintes de fabrication. C'est pourquoi l'AlN est actuellement le matériau le plus utilisé pour les BAW.

La première synthèse d'AlN, obtenu par nitruration directe d'aluminium liquide dans de l'azote gazeux, remonte à 1862. Cependant ce matériau n'a été réellement étudié et développé qu'à partir de 1970. Ses excellentes propriétés électriques et thermiques et sa non-toxicité ont fait que ce matériau est fortement présent dans plusieurs applications pour la microélectronique. L'AlN peut exister sous

trois structures cristallines : la structure hexagonale Wurtzite, la structure cubique NaCl et la structure cubique de type ZnS-blende (**FIG.2-5**). La variante hexagonale-Wurtzite est la plus stable thermodynamiquement dans les conditions normales de température et de pression. Cette structure peut se transformer en structure cubique NaCl sous forte pression (16GPa) et haute température (1900K) ^[R.2.12]. Son point de fusion est supérieur à 2200°C sous pression d'azote ^[R.2.14].

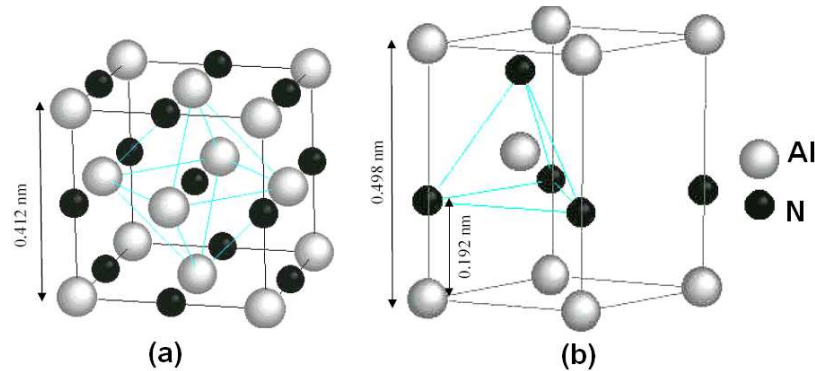


FIG.2-5: Structure cristalline de l'AlN : (a) cubique NaCl (b) hexagonale Wurtzite

L'AlN qui nous intéresse pour les BAW est celui qui cristallise dans le système hexagonal avec une structure de type Wurtzite. Il présente des paramètres de maille $a = 0,3112 \text{ nm}$, $c = 0,4982 \text{ nm}$ ^[R.2.13]. Dans la direction cristalline c , la longueur de la liaison ionique est de $0,192 \text{ nm}$. Cet axe c confère à l'AlN des propriétés piézoélectriques. Les trois autres liaisons sont de nature covalente et de longueur plus faible ($0,188 \text{ nm}$) (**FIG.2-6**) ^[R.2.15].

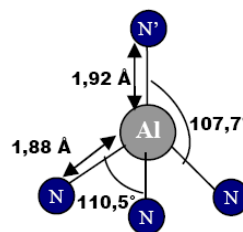


FIG.2-6: Schématisation tridimensionnelle des liaisons Al-N

Les autres propriétés mécaniques, électriques et thermiques seront introduites dans les parties qui font appel à ces données.

Dans la suite, nous nous intéressons à l'étude des électrodes. Nous expliquons le choix du matériau utilisé ainsi que ses propriétés.

III.2. Choix des électrodes :

Le choix du matériau pour les électrodes influence également de façon décisive les performances du dispositif. En effet, la qualité cristalline de la couche piézoélectrique est déterminée par les conditions de son dépôt. L'électrode inférieure est utilisée comme support pour la croissance de l'AlN. Ainsi, il est extrêmement important d'avoir une bonne compatibilité cristallographique entre ces deux couches afin d'assurer la qualité cristalline de la couche piézoélectrique ^[R.2.16]. A ce propos, il a été montré que

l'orientation de la couche d'AlN est fortement dépendante de la nature de l'électrode-support^[R.2.16]. La dégradation des performances de l'AlN dépend de la contrainte résiduelle générée au sein de la couche piézoélectrique du fait du métal utilisé. Cette contrainte provient du désaccord de maille entre le métal et l'AlN, ainsi que de la différence entre les coefficients de dilatation thermique des matériaux et les températures de dépôt.

Au-delà de la compatibilité des structures cristallines, il est également essentiel d'assurer la compatibilité technologique entre les techniques de dépôt du métal et celles de croissance du matériau piézoélectrique (température, pression, humidité).

Par ailleurs, comme l'onde acoustique se propage dans l'ensemble de la partie active (électrodes et couche piézoélectrique), il est nécessaire de prendre en considération les propriétés acoustiques du métal. Les critères auxquels le matériau métallique doit répondre sont résumés par la suite^[R.2.16-R.2.17].

- Une forte impédance acoustique afin de confiner l'énergie acoustique à l'intérieur de la couche piézoélectrique.
- Une faible résistivité électrique pour réduire les pertes résistives dans les électrodes et donc augmenter le facteur de qualité du résonateur.
- Un faible TCF constitue aussi un paramètre dont il faut tenir compte lorsqu'il s'agit d'un résonateur dédié à des applications « base de temps ».
- Une bonne stabilité chimique est aussi un atout non négligeable pour la fiabilité du dispositif.

Plusieurs métaux ont été proposés en littérature pour les électrodes du résonateur BAW tels que l'Aluminium (**Al**) le Cuivre (**Cu**) le Molybdène (**Mo**) le Titane (**Ti**) et plus récemment le Ruthenium (**Ru**).

Le Molybdène, dont le nom vient du grec « plomb » car il a longtemps été confondu avec ce matériau, présente le meilleur compromis vis-à-vis de l'ensemble de critères mentionnés. Son réseau cristallographique est cubique centré et le paramètre correspondant vaut 0,31472 nm à 25 °C^[R.2.18]. Il présente le plus faible désaccord de maille estimé à 0,87%. De plus, il possède approximativement le même coefficient de dilatation thermique que l'AlN ($\alpha_{Mo}=4,8.10^{-6}/^{\circ}C$ et $\alpha_{AlN}=4.10^{-6}/^{\circ}C$). Le Mo offre aussi une bonne conductivité thermique (142W/m.K).

C'est pourquoi ce matériau est retenu pour les électrodes du résonateur.

Après avoir défini les matériaux pour la capacité MIM, l'étude de cette dernière sous différents types de sollicitations est proposée. La caractérisation de ce composant et la compréhension des effets observés sont d'une grande importance pour la caractérisation et la compréhension du comportement ultérieurs du résonateur complet.

Dans la partie qui suit est présentée l'étude des propriétés diélectriques et acoustiques sous champ électrique telles que : les courants de conduction et les courants de fuite, le phénomène de claquage du diélectrique, la variation de la vitesse acoustique et la variation de la permittivité de l'AlN.

IV. Etude de la structure MIM sous champ électrique :

L'objectif dans cette partie est de caractériser les propriétés diélectriques de l'AlN sous champ électrique. Cette expérimentation permet d'étudier les courants en régimes transitoire et permanent dans le diélectrique, les pertes diélectriques, les mécanismes de conduction, de déterminer les propriétés électriques telles que la résistivité, la dispersion de la permittivité en fréquence et le champ de claquage E_{BD} . Afin d'évaluer l'effet de la température, d'identifier les mécanismes de conduction et de déterminer des paramètres importants relatifs à ces mécanismes, l'effet de la variation de température est étudié. La compréhension des phénomènes observés nécessite également une étape de modélisation. Ceci constituera aussi l'un des objectifs de cette étude. Ces informations sont assez importantes pour mener une étude de fiabilité d'un diélectrique et permettent de qualifier l'AlN et de comparer les résultats obtenus aux résultats publiés.

Outre l'intérêt que peut présenter l'AlN pour des applications acoustiques en tant que couche piézoélectrique^[R.2.19-R.2.20], ces expérimentations permettent aussi de démontrer le potentiel de ce matériau pour de nouvelles applications comme l'encapsulation^[R.2.21-R.2.22], l'isolation pour des semi-conducteurs^[R.2.22-R.2.23], les mémoires^[R.2.24] etc.

Les courants de conduction et de relaxation ainsi que le champ de claquage de l'AlN en couches minces ont été mesurés dans des travaux antérieurs^[R.2.25-R.2.30]. Cependant, l'étude approfondie des mécanismes de conduction, la corrélation entre les courants de relaxation et la dispersion en fréquence de la permittivité, l'étude de la conduction du régime « champ faible » jusqu'au champ de claquage et l'étude statistique du champ de claquage d'AlN n'ont à notre connaissance pas encore été réalisées. Ainsi l'objectif de cette partie du manuscrit est de présenter les résultats de nos travaux sur les propriétés électriques de l'AlN en couches minces dans des structures MIM utilisées pour les dispositifs BAW.

Tout au long de cette étude, $\ln(x)$ est le logarithme népérien de x , $\log(x)$ est le logarithme de x en base 10, k_b est la constante de Boltzmann, T est la température absolue en Kelvin, q est la charge élémentaire, t est le temps, ϵ_r est la permittivité relative, I est l'intensité du courant, J est la densité de courant, c'est-à-dire $J=I/A$, où A est la surface de la capacité, et E est le champ électrique supposé constant compte tenu de la faible épaisseur de l'AlN : $E = -U/e_{AlN}$ où e_{AlN} est l'épaisseur de la couche d'AlN et U est la différence de potentiel entre l'électrode supérieure et l'électrode inférieure.

Les dépendances du courant de conduction au champ électrique et à la température seront utilisées pour étudier les différents mécanismes de conduction dans l'AlN, du régime faible champ jusqu'au claquage. Une approche statistique est utilisée pour déterminer le champ de claquage E_{BD} de AlN.

La structure MIM étudiée (**FIG.2-7**) est une capacité carrée constituée d'une couche piézoélectrique d'AlN d'épaisseur $1,25\mu\text{m}$ prise en sandwich entre deux électrodes fines de Molybdène de 200nm .

Plusieurs tailles de capacités ont été testées (de 40 μm jusqu'à 700 μm de coté (**FIG.2-7**)) mais les résultats présentés dans cette étude sont principalement celles des capacités de 700 μm pour une meilleure précision sur les courants mesurés. La couche piézoélectrique d'AlN est obtenue par pulvérisation cathodique réactive en mode pulsé d'une cible d'aluminium en présence d'argon et d'azote. L'AlN ainsi obtenu est polycristallin, stœchiométrique et de très bonne texturation suivant l'axe cristallographique C. Les deux électrodes de Molybdène d'épaisseur 200nm sont également déposées par pulvérisation cathodique d'une cible massive de molybdène. La constante diélectrique de l'AlN étudié ϵ_r est mesurée égale à 9,9 et la capacité de l'échantillon est de 34,4 pF (pour 700 μm de coté) à une fréquence de 100 kHz, sans appliquer de tension continue ($V_{DC} = 0$) et pour une température ambiante de 295K.

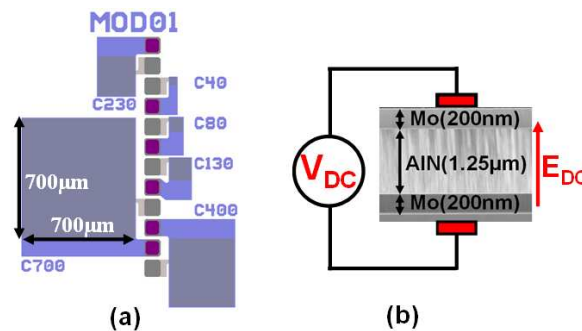


FIG.2-7 : Structures caractérisées (a) vue de dessus (b) vue en coupe

Le phénomène de conduction dans un diélectrique est le résultat de mouvement de charges (électrons, trou et ions). Suivant l'origine physique de ce mouvement (gradient de charge, présence d'un champ électrique externe et autres), ce courant peut être transitoire ou permanent ou la superposition des deux régimes en même temps.

Si l'on considère un échantillon dépourvu de toute conductivité (isolant parfait), suite à l'application d'une différence de potentielle entre les deux électrodes, il apparaît un courant de déplacement qui peut être initialement intense, mais qui s'amortit exponentiellement avec le temps pour finir par s'annuler (la conductivité est nulle). Ce courant peut continuer à décroître pendant très longtemps. Si la conductivité de l'échantillon n'est pas nulle, un courant de conduction déterminé par le champ électrique appliqué, les dimensions de l'échantillon, et la conductivité spécifique du diélectrique circule. En régime stabilisé, le diélectrique est traversé uniquement par un courant de conduction. Si les mécanismes de conduction en régime permanent dans les diélectriques sont assez bien étudiés et détaillés en littérature, les origines et les mécanismes de conduction en régime transitoire font encore débat : ils sont peu compris et soulèvent fréquemment des doutes. Il peut s'agir de réorganisations lentes de charges d'espace à l'intérieur de l'échantillon, d'échanges de porteurs entre des niveaux de piégeage situés à proximité des interfaces et des états de surface, ou encore de relaxations interfaciales ^[R.2.31-R.2.32]. Contrairement aux courants de conduction présents en régime permanent sous

condition de la présence d'un champ électrique, les courants transitoires peuvent, eux, continuer à exister dans un échantillon des jours après la remise à zéro du champ appliqué. Du fait que ces deux courants coexistent dans le diélectrique, il faut étudier séparément chacun d'eux afin d'éviter toute interprétation erronée en raison de la superposition des courants. En outre, l'analyse temporelle permet d'étudier la dispersion en fréquence grâce à la dualité qui existe entre l'espace temporel et fréquentiel et la théorie de relaxation dans les diélectriques. Selon cette théorie, la dépendance de la permittivité complexe du diélectrique en fréquence peut être caractérisée grâce à la mesure de courant transitoire en passant par une transformée de Fourier^[R.2.33].

IV.1. Etude de courants transitoires dans l'AlN :

Dans cette section, nous étudions la variation du courant mesuré dans le temps. Cette expérience consiste à appliquer brusquement un échelon de la tension et mesurer le courant de charge I_{charge} en fonction du temps. De la même façon, la tension appliquée est alors brusquement éteinte et le courant de décharge $I_{décharge}$ est mesuré en fonction du temps à l'aide d'un analyseur de paramètre des semi-conducteurs Agilent 4156C assisté par ordinateur pour le paramétrage et l'acquisition des résultats de mesures.

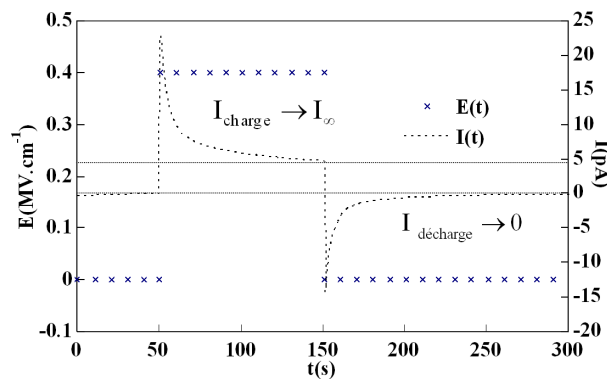


FIG.2-8: Courant de charge et décharge mesurés dans la capacité Mo/AlN/Mo en fonction de temps

Un résultat typique de cette expérience est donné en (FIG.2-8). Immédiatement après l'application (la suppression) de la tension, le courant passe au maximum (minimum) puis il diminue (augmente) suivant une loi exponentielle. Dans la région transitoire, I_{charge} et $I_{décharge}$ peuvent être considérés comme parfaitement symétriques. Toutefois, I_{charge} tend vers une valeur asymptotique I_{∞} alors que $I_{décharge}$ tend vers zéro.

Les courants de relaxation peuvent être observés dans des diélectriques cristallins s'ils présentent certaines zones contenant des défauts de cristallinité comme des zones amorphes, des joints de grain, etc. L'origine de ces courants reste encore un point de divergence et de discussion scientifique. Les interprétations physiques les plus souvent considérées sont la relaxation dipolaire^[R.2.34-R.2.35], l'effet

tunnel vers les pièges à proximité des électrodes^[R.2.36-R.2.37], le phénomène d'injection de charge^[R.2.38], la polarisation des électrodes^[R.2.39] et les sauts de porteurs entre états localisés^[R.2.40].

En dépit de cette diversité dans les mécanismes de relaxation, la relation courant-temps dans un diélectrique suit dans la plupart des cas la loi empirique de Curie-Von Schweidler **C-VS**^[R.2.36,R.2.41]:

$$I = I_0 t^{-n} \quad (\text{Eq.2-2})$$

Son explication a souvent été fondée sur la théorie de Debye comme le résultat de la superposition d'une distribution de temps de relaxations dont résulte cette loi^[R.2.33]. Malgré sa popularité et sa simplicité mathématique, l'interprétation physique des différents temps de relaxation ainsi que l'absence de mise en évidence expérimentale de leur existence jusqu'à présent met en cause la validité d'une telle théorie.

Lors du chargement de la capacité, le courant total s'écrit :

$$I_{charge}(t) = I_0 t^{-n} + I_{\infty} \quad (\text{Eq.2-3})$$

où I_0 et n sont des paramètres définissant le courant de charge alors que I_{∞} représente le courant de conduction qui correspond à la conductivité intrinsèque du matériau. Dans cette partie, la composante transitoire du courant est analysée. La composante statique est étudiée dans le paragraphe suivant.

I_0 dépend en général de la température et du champ électrique tandis que le paramètre n est une constante souvent proche de 1. Le courant de décharge obéit à une loi similaire^[R.2.42]:

$$I_{décharge}(t) = I'_0 t^{-n'} \quad (\text{Eq.2-4})$$

où I'_0 et n' sont les paramètres similaires à I_0 et n . Pour un diélectrique linéaire sans accumulation de charge, $I_0 = I'_0$ et $n = n'$ d'après le principe de superposition de Hopkinson^[R.2.42].

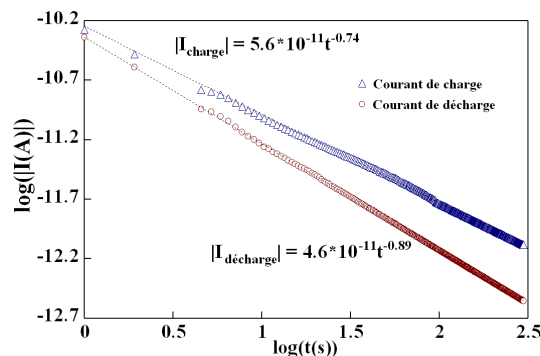


FIG.2-9: Courant de charge et de décharge dans l'AlN en fonction du temps en échelle log-log

Les premières mesures montrent que le changement de signe de la tension appliquée ne modifie quasiment pas le courant mesuré (en valeur absolue). Pour cette raison, ne sont considérés, sauf exception, dans cette étude, que les champs positifs.

La **FIG.2-9** compare la valeur absolue du courant de charge et de décharge dans l'AlN. Ces deux courants suivent bien la loi C-VS et ils sont presque identiques.

La différence entre les exposants n et n' n'introduit pas de différence significative sur les courants mesurés. En conséquence, et pour des raisons de simplicité, le courant de décharge fera l'objet de la suite de l'étude, étant donné que ce courant est purement transitoire. L'étude en température et pour différentes valeurs de E montre que l'exposant n de la loi C-VS, indépendant de T et E pour l'AlN est alors considéré comme une constante: $n = 0,89$. Une valeur proche ($n = 0,91$) a été publiée précédemment pour un film d'AlN de $0,125\mu\text{m}$ avec des mesures de conduction AC^[R.2.43]. Dans la suite, la dépendance de I_0 en température et en champ électrique est étudiée.

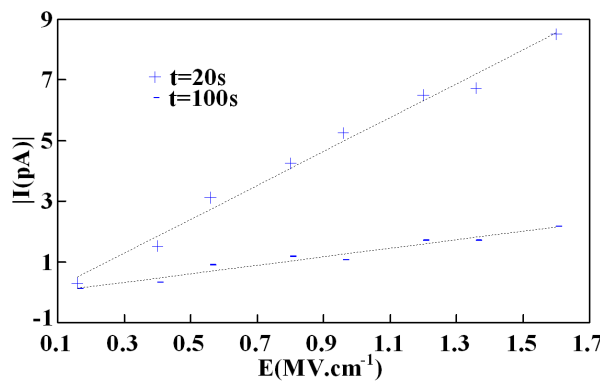


FIG.2-10: Variation du courant de décharge dans l'AlN en fonction du champ appliqué

Pour un instant fixé ($t=\text{constante}$), la variation du champ électrique entraîne une variation linéaire du courant de décharge (**FIG.2-10**). Ceci se traduit par une relation de la forme :

$$I_{\text{décharge}} \propto Et^{-n} \quad (\text{Eq.2-5})$$

Une variation similaire a été obtenue par John R. Jameson *et al.* dans leur modèle récent pour étudier la relaxation dans les verres dans le cas d'un champ fort^[R.2.44]. La dépendance du courant transitoire en température est également étudiée. Les mesures sont réalisées entre 295K à 473K. L'échantillon est chauffé à une température donnée, puis après la stabilisation de la température, un échelon de tension est appliqué et le courant est mesuré en fonction du temps. La courbe $\text{Ln}(I)$ en fonction de $1/T$ plot (pour E et t fixés) est une droite (**FIG.2-11**) dont la pente correspond à l'énergie d'activation du mécanisme de conduction (Loi d'Arrhenius)^[R.2.45].

En conséquence, la conductance électrique $G = I/V$ suit la loi d'Arrhenius et peut donc être écrite sous la forme suivante:

$$G(T) \propto \exp(-E_a / (k_b T)) \quad (\text{Eq.2-6})$$

où E_a est l'énergie d'activation du mécanisme de conduction transitoire dans l'AlN. La pente de la courbe donne une énergie d'activation $E_a = 0,59\text{eV}$. Cette énergie est indépendante du champ E mais elle augmente légèrement avec le temps t (pour $E=0,56\text{MV.cm}^{-1}$, $E_a=0,59\text{eV}$ pour $t=10\text{s}$ alors que $E_a=$

0,62eV pour $t=200s$). En outre, le courant transitoire dans l'AlN augmente avec la température. Ce phénomène n'est pas général pour tous les diélectriques et dépend fortement du mécanisme de relaxation.

Comparé au modèle de Jameson *et al.*, la dépendance du courant transitoire dans l'AlN en température est différente de la fonction établie par le modèle [R.2.44]. Il est possible que la différence entre l'état cristallin ordonné de l'AlN et l'état désordonné d'un amorphe soit à l'origine des comportements différents en température.

Ainsi, l'expression finale du courant transitoire dans l'AlN est :

$$I(t, E, T) = K E t^{-n} \exp(-E_a / (k_b T)) \quad (Eq.2-7)$$

où K est une constante de proportionnalité.

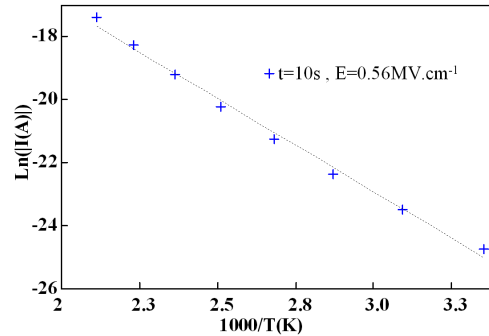


FIG.2-11: Variation du courant de décharge dans l'AlN en fonction de la température pour t et E fixés

Une détermination précise du mécanisme de relaxation dans l'AlN nécessite en plus de l'étude de l'influence de la tension appliquée et la température, une étude de l'effet du matériau d'électrode, de l'épaisseur du diélectrique [R.2.42]. Une comparaison de l'énergie d'activation en régime transitoire et en régime établi peut aider à déterminer le mécanisme de relaxation. Certaines de ces données ne sont pas disponibles pour l'étude actuelle, il est donc difficile de déterminer définitivement le mécanisme de relaxation de l'AlN. Néanmoins, certains mécanismes peuvent être éliminés en se basant sur les résultats obtenus. Un mécanisme de relaxation par effet tunnel n'est pas envisageable dans l'AlN compte tenu de la dépendance du courant de relaxation en température [R.2.37]. Un mécanisme de charge d'espace avec injection de charge peut également être éliminé en raison de la symétrie observée entre I_{charge} et $I_{décharge}$ [R.2.38,R.2.39]. D'autre part, la dépendance linéaire de $I_{décharge}$ en E est caractéristique d'une relaxation dipolaire [R.2.46-R.2.47], mais elle peut s'expliquer aussi par un mécanisme dans lequel les charges générées dans le volume du diélectrique s'accumulent à la frontière des régions amorphe-cristalline ou à d'autres interfaces [R.2.35].

Une analyse Infrarouge **IR** en mode **ATR** (Attenuated Total Reflection) [R.2.48-R.2.49] est utilisée pour vérifier la présence de zones d'AlN amorphes dans un échantillon AlN/Mo/Si avec le même AlN et Mo que celui des capacités étudiées (les couches étant de même épaisseurs). La mesure ATR est

effectuée en utilisant un prisme de germanium à 65° , pressé contre l'échantillon étudié. Un faisceau infrarouge polarisé P (on sélectionne le champ électrique de la lumière de manière à ce qu'il soit dans le plan d'incidence de la lumière) est envoyé vers la base du prisme avec un angle d'incidence de 65° assurant ainsi une réflexion totale à la base du prisme. Après une seule réflexion, la lumière infrarouge est dirigée vers un détecteur HgCdTe ^[R.2.50].

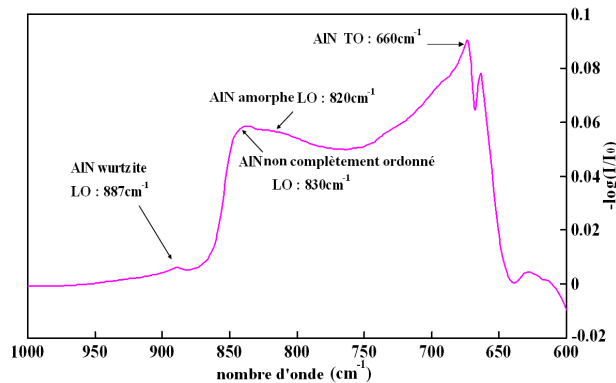


FIG.2-12 : Analyse IR de la surface d'un échantillon AlN/Mo/Si : en plus de l'AlN Wurtzite, nous remarquons la présence de l'AlN qui n'est pas complètement ordonné ainsi que des régions d'AlN amorphe

La **FIG.2-12** montre le résultat de la mesure IR acquise entre 600 et 1000 cm^{-1} et qui correspond au rapport de l'intensité du faisceau réfléchi quand l'échantillon d'AlN est sous le prisme (I) par l'intensité du faisceau réfléchi lorsqu'aucun échantillon n'est mis contre le prisme (I_0). Selon les résultats de la caractérisation AlN par la méthode de spectroscopie IR de réflexion-absorption (**IRRAS**) présenté par VM Bermudez ^[R.2.51], le pic à 660 cm^{-1} correspond à l'AlN **TO** (Transverse Optique, i.e. les liaisons vibrent dans l'épaisseur de la couche), tandis que celui à 820 cm^{-1} correspond à l'AlN amorphe **LO** (Longitudinal Optique, les liaisons vibrent dans le plan de la couche). Le pic à 887 cm^{-1} est identique à celui observé pour l'AlN wurtzite et le pic à 830 cm^{-1} est dû à la présence d'une région d'AlN qui n'est pas complètement ordonnée.

L'analyse infrarouge confirme la présence de régions cristallines, amorphes et intermédiaires dans nos échantillons. Ceci renforce l'hypothèse que le phénomène de relaxation dans l'AlN est du à une accumulation de charge à la frontière amorphe-cristallin.

De son côté, Z. X. Bi et al. suggèrent une relaxation dipolaire liée aux positions vacantes des atomes d'azote N ^[R.2.52]. Des résultats expérimentaux complémentaires semblent nécessaires pour décider de la nature du mécanisme de relaxation dans l'AlN. Dans la suite, nous étudierons la dispersion de la permittivité de l'AlN en fréquence qui peut être réalisée à partir de l'étude dans le domaine temporel détaillée dans ce paragraphe.

IV.2. Etude de la dispersion en fréquence de la permittivité d'AlN :

Il est possible de réaliser une étude équivalente à l'étude temporelle en soumettant l'échantillon à un signal harmonique et en mesurant la dépendance en fréquence de la permittivité.

La mesure de la variation de la capacité de l'AlN en fréquence est effectuée en premier lieu pour vérifier les résultats obtenus précédemment et pour étudier la dispersion diélectrique. Théoriquement, l'expression de $C(f)$ peut être obtenue par une transformation intégrale de $J(t)$ [R.2.33]. Les équations nécessaires pour obtenir $C(f)$ à partir de $J(t)$ sont rappelées dans la suite [R.2.53-R.2.55].

Soit C^* la capacité complexe définie comme suit:

$$C^*(\omega) = C'(\omega) - jC''(\omega) \quad (Eq.2-8)$$

où C' et C'' sont respectivement sa partie réelle et imaginaire et $\omega = 2\pi f$ la pulsation et $J(t)$ donnée par la relation suivante :

$$J(t) = \frac{I(t)}{A} = J_0 t^{-n} \quad (Eq.2-9)$$

où J_0 et n les paramètres obtenus pour une capacité d'AlN de surface A en régime transitoire ($J_0 = I_0/A$)

Alors :

$$C'(\omega) = C'(\omega_1) + (J_0/U) A \Gamma(1-n) \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) (\omega^{n-1} - \omega_1^{n-1}) \quad (Eq.2-10)$$

$$C''(\omega) = (J_0/U) A \Gamma(1-n) \cos\left(\frac{n\pi}{2}\right) \omega^{n-1} \quad (Eq.2-11)$$

Où Γ est la fonction gamma, ω_1 est la pulsation choisie arbitrairement et U la différence de potentiel appliquée. Le facteur de dissipation diélectrique $\tan(\delta)$ est donné par:

$$\tan \delta = C'' / C' \quad (Eq.2-12)$$

D'un point de vue expérimental, plusieurs capacités d'AlN sont mesurées en appliquant une tension sinusoïdale d'amplitude 1V à basse fréquence (500Hz-500kHz) en utilisant un LCR mètre (HP 4284A).

La **FIG.2-13** montre les résultats de la transformée de Fourier du courant de relaxation ainsi que les résultats de la mesure de la variation de la capacité en fonction de la fréquence. Pour le modèle d'intégration, les valeurs expérimentales utilisées correspondant à $I_{\text{décharge}}$ sont les suivantes: $U = 70V$, $n = 0,89$, $I_0 = A J_0 = 46pA$, $A = (700\mu m)^2$, $\omega_1 = 2\pi f_1$ avec $f_1 = 100$ kHz et $C'(f_1) = 34,4pF$. Pour la plage étudiée, la permittivité de l'AlN varie légèrement en fonction de la fréquence.

Pour les fréquences inférieures à 300kHz, les résultats obtenus montrent un bon accord entre l'intégration des résultats de relaxation et la mesure en fréquence. Pour des fréquences plus élevées (> 300 kHz), la variation de la capacité change de signe et elle augmente avec la fréquence. Ceci peut être

expliqué par l'augmentation des pertes dans le matériau. Cette hypothèse semble en bon accord avec les résultats expérimentaux publiés antérieurement pour l'AlN montrant une augmentation considérable des pertes diélectriques pour des fréquences plus élevées que 1MHz^[R.2.26]. En outre, pour les fréquences supérieures à 1 MHz, une nouvelle mesure de courant de relaxation dans la gamme des μ s-ns est nécessaire pour vérifier la validité des paramètres actuels (J_0 et n).

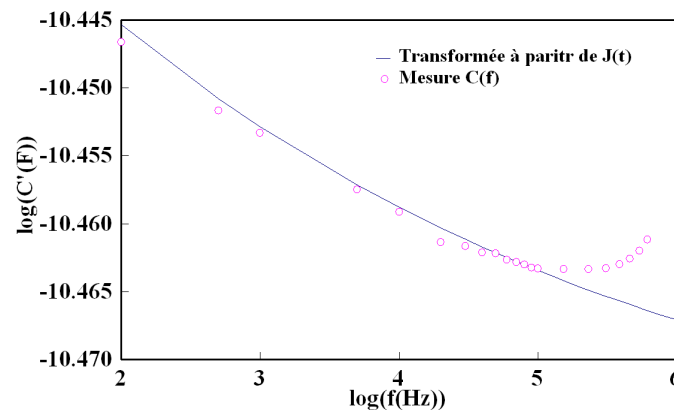


FIG.2-13: Comparaison du résultat de la transformée intégrale du courant de relaxation et des mesures de la variation de la capacité en fréquence

L'(Eq.2-9) permet de déterminer $\tan(\delta)$ qui se situe autour d'une valeur moyenne de $5,3 \cdot 10^{-4}$ ($\pm 10^{-5}$) pour la plage de fréquence étudiée. L'AlN présente de faibles pertes diélectriques qui dépendent peu de la fréquence, ce qui est un avantage pour les applications RF.

Dans la partie suivante, avant d'analyser les mécanismes de conduction dans l'AlN, nous étudions l'effet du courant transitoire sur la mesure du courant de conduction en régime établi.

IV.3. Effet du régime transitoire sur la mesure en régime établi :

L'étude précédente du courant transitoire est d'une importance primordiale lorsqu'il s'agit d'étudier la conduction dans un diélectrique qui met un temps long pour atteindre l'équilibre. L'estimation de ce temps nécessaire pour atteindre le régime permanent est importante avant d'effectuer des mesures DC. Dans ce contexte, J. G. Simmons *et al.* ont étudié l'effet de phénomène de relaxation diélectrique sur la mesure DC et ont montré que les caractéristiques **I-V** (courant en fonction de la tension) d'une structure MIM sont influencées par le temps de relaxation du diélectrique **DRT** (Dielectric Relaxation Time)^[R.2.56]. L'effet du DRT est aussi observé pour l'AlN (**FIG.2-14**). La courbe I(E) montre une hystérésis due à l'effet transitoire quand les mesures sont effectuées peu de temps après l'application de la tension (<1 minute). Cette hystérésis a été expliquée dans un précédent document par l'effet de la polarisation rémanente de l'AlN^[R.2.27]. À notre avis, ce phénomène est purement transitoire: lors de l'augmentation de délai entre l'application du champ électrique et les mesures de courant, l'hystérésis apparaît en effet considérablement réduite comme le montre la **FIG.2-14**. L'observation expérimentale

montre que dans le cas de l'AlN, l'effet transitoire devient négligeable 200s à peu près après l'application du champ. Dans le cadre de l'étude en régime établi, le courant de conduction est prélevé 5 minutes après l'application de la tension.

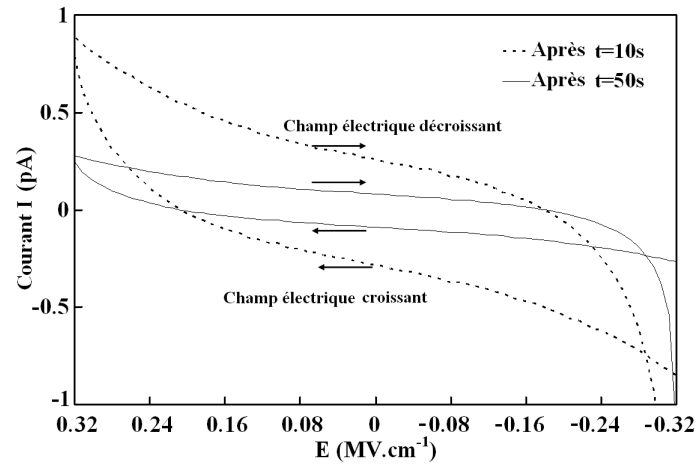


FIG.2-14: Effet du temps de relaxation de l'AlN sur la mesure du courant de conduction

IV.4. Etude de la conduction en régime établi dans l'AlN :

Notre objectif dans cette partie est d'étudier les mécanismes de conduction ainsi que le champ de claquage de l'AlN sous tension continue, une fois l'état d'équilibre atteint. Les mesures J-E sont largement utilisées pour identifier les mécanismes de conduction, la résistivité et le champ de claquage d'un diélectrique (E_{BD}). L'effet de la température est assez important dans ce genre d'étude donc celui-ci est également considéré si besoin. Certains travaux dans la littérature relatifs aux mécanismes de conduction dans l'AlN en couche mince sont publiés. Par exemple, F. Breit *et al.* observent un régime de conduction ohmique à faible champ et un courant limité par charge d'espace (SCLC) pour un champ fort [R.2.28]. Mangalaraj D. et al. explorent le mécanisme de conduction de films d'AlN déposés sur un substrat de verre et constatent que sous faible champ la conduction est ohmique tandis que sous champ élevé, le mécanisme de conduction est de type Schottky [R.2.57].

Talyansky *et al.* étudient la structure MIM (TiN/AlN/TiN) et retiennent un mécanisme de conduction ohmique sous champ faible alors que le modèle ionique décrit bien les résultats obtenus sous champ fort [R.2.30]. En revanche, R. W. Francis *et al.* signalent que la conduction ionique est négligeable dans l'AlN et que le mécanisme de conduction est extrinsèque, lié aux impuretés de carbone présentes dans AlN [R.2.29]. En outre, Liufu *et al.* concluent que l'effet tunnel Fowler-Nordheim constituent le mécanisme de conduction au voisinage du claquage [R.2.25]. En général, plusieurs mécanismes de conduction peuvent être observés pour le même diélectrique en fonction du champ électrique appliqué, de la gamme de température étudiée, de l'épaisseur du diélectrique et des électrodes utilisées. En

outre, le procédé de dépôt AlN et, par conséquent, les impuretés présentes dans le réseau cristallin jouent un rôle important, en privilégiant un mécanisme de conduction par rapport aux autres.

On se propose d'établir les différents mécanismes de conduction dans l'AlN à partir d'une valeur de champ relativement faible ($0,03\text{MV.cm}^{-1}$) jusqu'au claquage du diélectrique ($E_{BD} \sim 5,5\text{MV.cm}^{-1}$). Tout d'abord, la température de l'échantillon est stabilisée à une valeur spécifiée, puis un balayage de tension de 0 à 200V par pas de 10V est appliqué. Pour chaque température et chaque tension, une mesure de $I(t)$ est effectuée pendant 5 minutes. L'effet transitoire devient négligeable pour $t > 3$ minutes et la stabilité thermique est également meilleure. Ensuite, la température est modifiée et le même protocole est appliqué pour chaque température de 295K et 573K par pas de 25K. Pour des champs forts ($E > 1,5\text{MV.cm}^{-1}$), les mesures sont effectuées pour des températures allant de 295K à 383K et le source mètre Keithley 2410 est utilisé comme une source de tension et ampèremètre. Au voisinage du claquage, le temps de maintien de la tension aux bornes de la capacité est réduit à 5s.

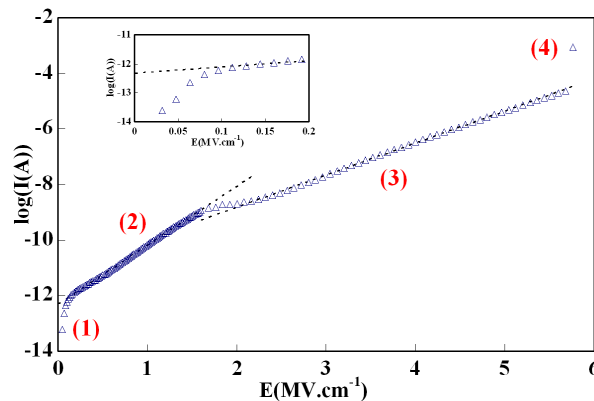


FIG.2-15 : Exemple de mesure de courant de conduction dans l'AlN du champ à faible jusqu'au claquage du diélectrique à la température ambiante. La courbe à l'intérieur montre plus clairement la première région de la courbe

La **FIG.2-15** montre un résultat typique de la mesure du courant de conduction dans l'AlN depuis un régime de faible conduction jusqu'au claquage. Le changement de la loi de dépendance du courant par rapport au champ électrique révèle un changement de mécanisme de conduction. Ainsi, d'après la **FIG.2-15** il est possible de considérer quatre régions différentes : dans la première région, le courant varie linéairement avec la tension appliquée. En conséquence, la conduction dans cette zone est supposée ohmique. Dans la zone suivante, $\log(I)$ est proportionnel au champ électrique. Le mécanisme de conduction ionique semble dans ce cas une hypothèse possible. Pour un champ proche de E_{BD} , on observe une réduction de la pente. En traçant $\ln(I) = f(\sqrt{E})$ on obtient une droite. En conséquence, un mécanisme de conduction Pool-Frenkel ou Schottky semble très probable. Si on continue à augmenter le champ appliqué, on atteint la destruction du diélectrique et un saut de courant

est observé dans la courbe $I(E)$ qui se traduit par le claquage du diélectrique. Ces quatre régimes sont détaillés dans la suite.

IV.4.1. Conduction ohmique dans l'AlN:

Le champ considéré dans ce cas est assez faible ($E \ll E_{BD}$). **FIG.2-16** montre la densité de courant en fonction du champ électrique pour $E < 0.3 \text{ MV.cm}^{-1}$. Dans cette région, le courant est directement proportionnel au champ ce qui correspond à un régime ohmique. En outre, la densité de courant est fonction de la température (**FIG.2-17**). Par conséquent, la densité de courant peut être écrite de la forme suivante:

$$J(E, T) = E / \rho(T) \quad (\text{Eq.2-13})$$

où $\rho(T)$ dans cette partie est la résistivité de l'AlN. La courbe linéaire obtenue en traçant $\log(J) = f(T)$ pour une valeur de E (**FIG.2-17**) se traduit par la relation de la forme :

$$J(E, T) = E / (\rho_0 \exp(aT)) \quad (\text{Eq.2-14})$$

Ainsi, on peut calculer la résistivité de l'AlN à $T=295\text{K}$: $\rho = 2,1 \cdot 10^{15} \Omega.\text{cm}$. Cette valeur est proche des valeurs rapportées dans la littérature (par exemple, pour une couche d'AlN épitaxiée d'épaisseur $0,35 \mu\text{m}$, une résistivité de 5 à $6 \cdot 10^{13} \Omega.\text{cm}$ a été publiée^[R.2.58] et pour l'AlN monocristallin $\rho = 10^{16} \Omega.\text{cm}$ ^[R.2.59]).

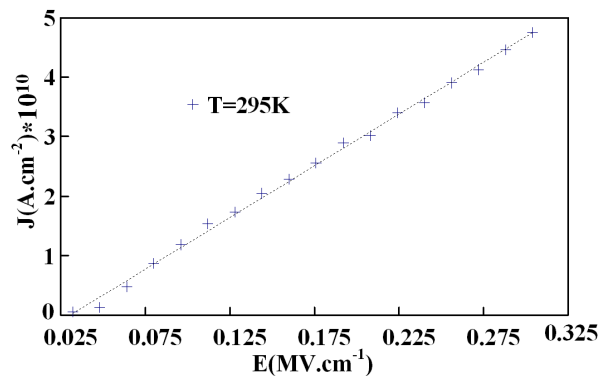


FIG.2-16 : Mesure de courant de conduction dans l'AlN pour un champ faible, la relation linéaire reflète un régime ohmique

L'étude de la conduction pour un champ voisin de 1 MV.cm^{-1} . Les **FIG.2-18(a)** et **(b)** montrent une dépendance de la densité de courant avec le champ électrique et avec la température. La double dépendance linéaire (en E et $1/T$) est caractéristique d'une conduction ionique dans l'AlN. La conduction ionique est un mécanisme de conduction nonlinéaire provoqué par le mouvement de certains ions qui modifient leur position dans les sites du réseau sous l'effet d'un champ électrique^[R.2.60]. L'expression de la densité de courant pour une conduction ionique est la suivante:

$$J(E, T) \propto \exp(-\Phi / (k_b T)) \sinh(ZqE / (2k_b T)) \quad (\text{Eq.2-15})$$

où Φ est l'énergie d'activation d'ions, l est la distance moyenne des sauts, Z est le nombre de charge et (Zq est la charge totale de l'ion). Pour des champs électriques suffisamment élevés ($qlE/(k_bT) \sim 1$), on peut négliger le courant inverse, et donc l'(**Eq.2-15**) peut s'écrire dans ce cas :

$$J(E, T) = J_0 \exp\left(-\left(\frac{\Phi}{k_bT} - \frac{ZqlE}{2k_bT}\right)\right) \quad (\text{Eq.2-16})$$

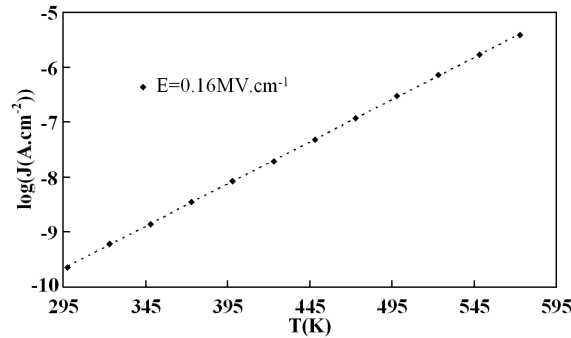


FIG.2-17 : Courant de conduction dans l'AlN en fonction de la température pour un régime ohmique

IV.4.2. Conduction ionique dans l'AlN :

Cette dépendance permet une bonne adéquation avec les résultats expérimentaux. En conséquence, un mécanisme de conduction ionique dans l'AlN semble très probable pour cette plage de tension. Toutefois, la bonne adéquation avec les résultats obtenue n'est pas suffisante pour confirmer un mécanisme de conduction. Il est nécessaire de valider cette hypothèse expérimentalement. Une méthode possible consiste à réaliser les mesures de courant à très basse température. Le courant ionique devrait tendre vers zéro à basse température, car il est directement proportionnel à la mobilité des ions. Des mesures de courant de conduction à très basse température sont effectuées entre 5K et 300K. Les échantillons sont placés dans une chambre cryogénique refroidie par l'hélium. Un champ constant de $0,8\text{MV.cm}^{-1}$ est appliqué et le courant est mesuré en fonction de la température (**FIG.2-19**). Les résultats obtenus sont donnés sur la **FIG.2-20**. Comme prévu pour un transport ionique, le courant décroît avec la température jusqu'à atteindre un niveau non mesurable par nos instruments ($<100\text{fA}$) pour toute température inférieure à 220K. Ce résultat renforce l'hypothèse d'un mécanisme de conduction ionique. En outre, dans les matériaux polycristallins, la présence de joints de grains peut constituer une explication pour la conduction ionique. Les images obtenues par microscope électronique à balayage par transmission **MEBT** (ou **STEM** pour Scanning Transmission Electron Microscope) et le microscope à force atomique (**AFM**) valident cette hypothèse dans l'AlN étudié (**FIG.2-21**). Par conséquent, nous supposons que le transport des ions se produit à travers les joints grains d'AlN et conduit à un courant ionique. Plus de détails sur les espèces en AlN conducteurs

peuvent être obtenus en utilisant des méthodes de mesure plus spécialisées comme la spectroscopie d'impédance^[R.2.61].

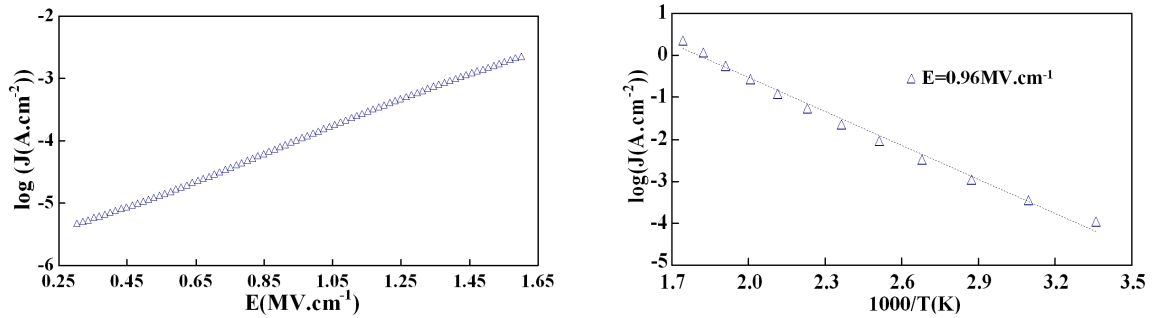


FIG.2-18 : Mesure de courant de conduction dans l'AlN pour un champ entre 0,3 et 1,5MVcm⁻¹ (a) en fonction du champ électrique et (b) en fonction de la température, la relation linéaire entre $\log(J)$ et E et entre $\log(J)$ et $1/T$ nous laisse supposer que le mécanisme de conduction est ionique

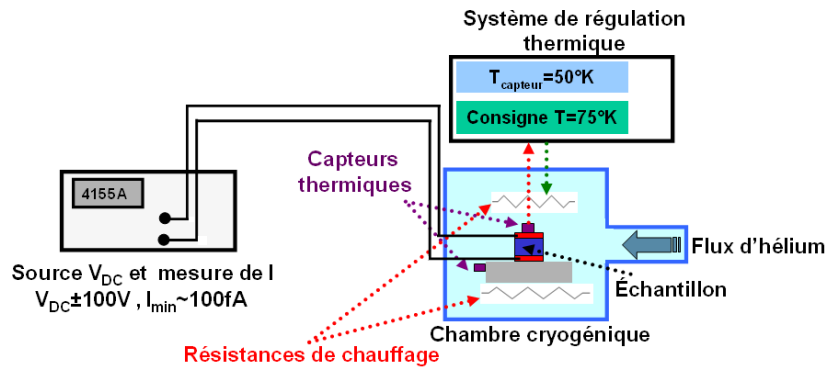


FIG.2-19: Montage pour la mesure de courant à faible température

L'étape suivante consiste à extraire les paramètres caractéristiques de la conduction ionique (Φ , l et J_0). La loi de variation ajustée aux résultats des mesures permet d'obtenir une hauteur de barrière de 0,64eV et un facteur pré-exponentiel J_0 de $3,38.10^4 \text{ Am}^{-2}$. Cependant, les longueurs de sauts ne peuvent être déterminées car l'espèce conductrice reste inconnue. Si l'on suppose $|Q_{ion}| = 3q$ (comme pour l'ion N^{3-} par exemple), alors la distance de saut est $l = 0,66\text{nm}$.

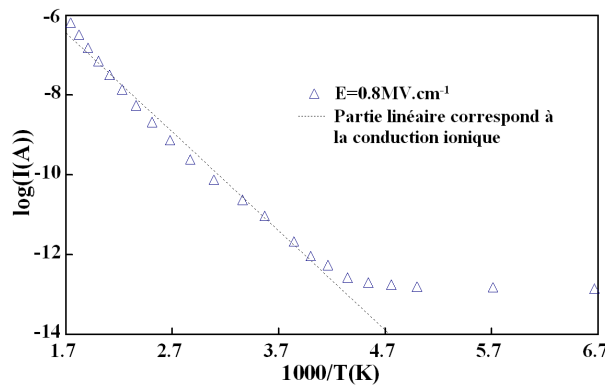


FIG.2-20 : Mesure de courant de conduction dans l'AlN pour des températures entre 5K et 300K

La conduction ionique a été observé précédemment dans des capacités TiN/AlN/TiN d'épaisseur 200nm pour $0,25MV.cm^{-1} \leq E \leq 1MV.cm^{-1}$ [R.2.30]. Pour la même charge d'ions ($Z=3$), les paramètres caractéristiques sont inférieurs à ceux obtenus dans notre cas ($\Phi_0 = 0,27eV$ et $l = 0,4nm$). Cela pourrait être attribué à la différence de distribution de défauts en raison de la différence dans les techniques de dépôts (dépôt par laser pulsé pour les capacités TiN/AlN/TiN). La barrière énergétique Φ correspond à l'énergie d'activation pour le mécanisme de conduction ionique. Cette valeur est proche de la valeur déterminée ci-dessus par mesure de relaxation (0,59eV). Ces valeurs proches nous laissent supposer que les deux mécanismes peuvent dépendre l'un de l'autre. Compte tenu du fait que la conduction ionique est un mécanisme de volume, il est plus probable que la relaxation soit due à un mécanisme de volume.

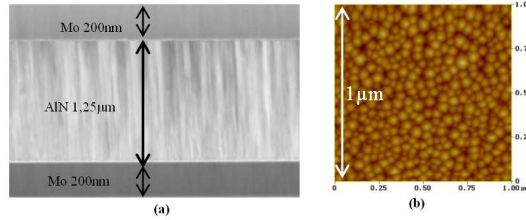


FIG.2-21 : (a) Vue en coupe (STEM) et (b) vue de dessus (AFM) d'un échantillon d'AlN qui montrent les grains et les joints de grains dans la couche d'AlN polycristallin

IV.4.3. Conduction par mécanisme de Pool-Frenkel (PF) dans l'AlN :

Pour les champs électriques plus élevés ($1.6MV.cm^{-1} \leq E \leq E_{BD}$), la pente de la courbe $J=f(E)$ est plus faible que la pente de conduction ionique et, par conséquent, un autre mécanisme est censé intervenir. Étant donné que la densité de courant montre une forte dépendance avec la température (**FIG.2-22**), l'effet tunnel Fowler-Nordheim peut être éliminé [R.2.62]. En outre, le courant en fonction du champ électrique suit une loi de la forme :

$$J \propto \exp\left(\beta\sqrt{E} / (k_b T)\right) \quad (Eq.2-17)$$

où β est une constante caractéristique du mécanisme de conduction. En conséquence, le mécanisme de conduction est de type Pool-Frenkel (PF) (**FIG.2-23**) ou de type Schottky (**FIG.2-24**) [R.2.63].

La conduction par mécanisme PF est due à l'émission d'électrons et de trous piégés dans un site à une profondeur Φ_{PF} qui est réduite suite à l'application d'un champ électrique ce qui permet le mouvement des porteurs entre les sites. L'expression de la densité de courant est la suivante:

$$J_{PF} = CE \exp\left(\frac{-\Phi_{PF} + \beta_{PF}\sqrt{E}}{k_b T}\right) \quad (Eq.2-18)$$

où C est une constante, Φ_{PF} est la profondeur du site PF et β_{PF} la constante de PF (en $c\sqrt{V.m}$) donnée par:

$$\beta_{PF} = \sqrt{\frac{q^3}{\pi\epsilon_{AIN}}} \quad (Eq.2-19)$$

ϵ_{AIN} est, en général, la permittivité diélectrique à haute fréquence^[R.2.63]. Ce mécanisme est contrôlé par le volume du diélectrique.

D'autre part, l'effet Schottky est un mécanisme contrôlé par l'interface électrode métallique-diélectrique. Suite à l'application d'un champ électrique, une réduction de barrière d'énergie entre le métal et le diélectrique permet un électron situé au niveau de Fermi du métal d'électrode de passer par dessus la barrière pour pénétrer dans le diélectrique où il doit arriver jusque dans la bande de conduction pour pouvoir participer au transport^[R.2.63-R.2.64].

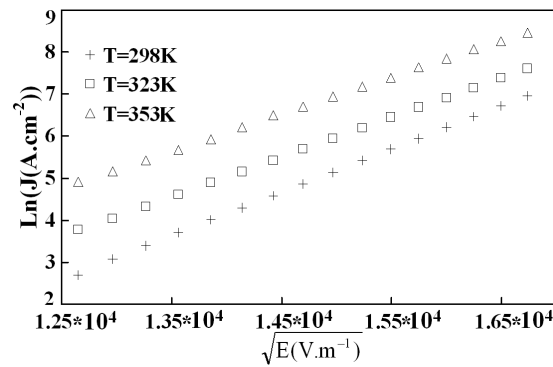


FIG.2-22 : $\ln(J)$ en fonction de $(E)^{1/2}$ pour différentes valeurs de températures

La densité de courant dans ce cas est la suivante:

$$J_s = RT^2 \exp\left(\frac{-\Phi_s + \beta_s \sqrt{E}}{k_b T}\right) \quad (Eq.2- 20)$$

où R est la constante de Richardson, Φ_s est la hauteur de la barrière à l'interface métal-isolant et β_s (en $c\sqrt{V.m}$) est le coefficient donné par Schottky :

$$\beta_s = \sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon_{AIN}}} \quad (Eq.2- 21)$$

Ces deux mécanismes sont analogues et présentent la même dépendance en E . Bien que les facteurs pré-exponentiels de ces deux mécanismes ne suivent pas la même dépendance en E et T , les ajustements linéaires donnent un bon accord en utilisant l'un ou l'autre et, par conséquent, ne peuvent pas être utilisés pour éliminer l'un des deux.

Une autre différence entre les deux mécanismes est constituée par la pente de la courbe $\ln(J) = f(\sqrt{E})$ étant donné que, théoriquement $\beta_s = \beta_{PF} / 2$.

Malheureusement, le facteur égal à deux entre les deux pentes n'est pas démontré sans ambiguïté en raison de l'incertitude expérimentale, et dans plusieurs travaux précédents on reporte que la différenciation entre les deux mécanismes de conduction n'est pas facile et la différence d'un facteur de deux entre β_s et β_{PF} ne suffit pas à prouver la prédominance de mécanisme de conduction PF ou

Schottky^[R.2.65-R.2.66]. De plus, le choix de la valeur de ϵ_r à utiliser pour décrire le mécanisme de conduction fait encore l'objet de divergences suivant la nature du matériau. Les deux constantes diélectriques statique^[R.2.67] et optique^[R.2.64] ont été utilisées dans la littérature et le facteur de deux peut être simplement leur rapport.

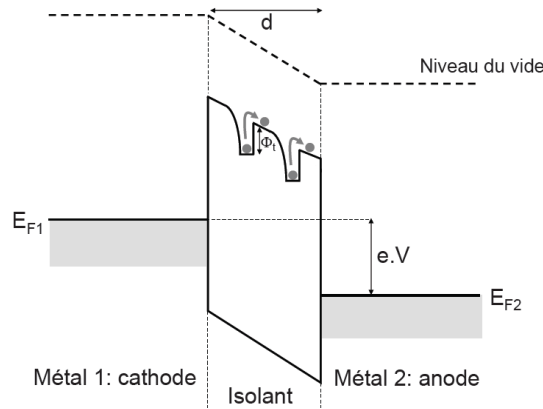


FIG.2-23 : Diagramme d'énergie lors d'une conduction par mécanisme de type Pool-Frenkel^[R.2.106], les électrons peuvent traverser le volume du diélectrique en transitant d'un piège à un autre, Φ_i désigne la profondeur énergétique des pièges. Suite à l'application d'un champ électrique cette profondeur est réduite et les pièges ($\Phi < 1\text{eV}$ typiquement) contribuent à la conduction

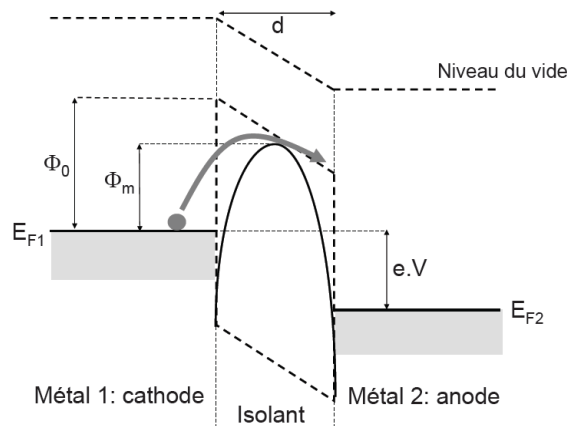


FIG.2-24 : Diagramme d'énergie lors d'une conduction par mécanisme de type Schottky^[R.2.106] contrôlé par l'interface Métal/Isolant : suite à l'application d'un champ électrique, il y a un abaissement de la barrière d'énergie qui passe de Φ_0 à Φ_m autorisant ainsi le passage de porteur

Les propriétés optiques de l'AlN sont étudiées pour des longueurs d'onde allant de 400nm à 1700nm (c'est-à-dire une énergie de photon entre 0,73eV-3,1eV) (**FIG.2-25**). L'analyse du coefficient d'extinction κ (la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe qui mesure la perte d'énergie d'un rayonnement électromagnétique traversant un milieu) montre que l'AlN n'absorbe pas dans cette gamme (**FIG.2-25**) et donc le modèle de Cauchy-Urbach est valable^[R.2.68]. Ce modèle permet de calculer n (la partie réelle de l'indice de réfraction complexe ou l'indice optique) et κ en fonction de

la longueur d'onde λ dans une région du spectre où le matériau est optiquement transparent ($\kappa \ll 1$)^[R.2.69-R.2.70]:

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad (\text{Eq.2- 22})$$

$$\kappa(\lambda) = \beta \exp \left[\gamma \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{L} \right) \right] \quad (\text{Eq.2- 23})$$

où A , B , C , β , γ et L sont les paramètres du modèle. La constante optique de l'AlN est déduite par la méthode d'ellipsométrie spectroscopique à angle d'incidence variable VASE^[R.2.71]. L'indice de réfraction de l'AlN est compris entre 2,04 et 2,14^[R.2.72].

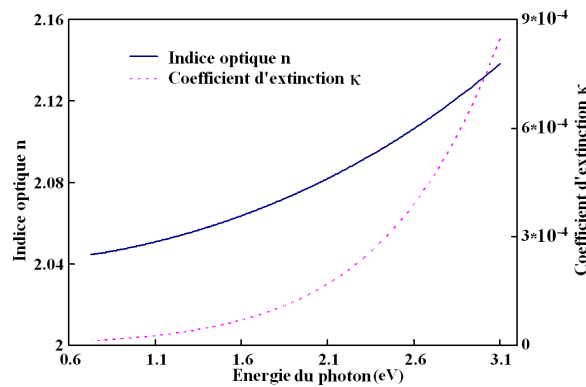


FIG.2-25 : Mesure de l'indice optique et le coefficient d'extinction de l'AlN en fonction de l'énergie

L'indice de réfraction d'un matériau donné est relié aux valeurs relatives de sa permittivité diélectrique ϵ_r (pour les fréquences optiques) et à la perméabilité magnétique μ_r par la formule^[R.2.122]:

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (\text{Eq.2- 24})$$

Dans le cas d'un matériau isotrope non magnétique^[R.2.122]:

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (\text{Eq.2- 25})$$

Par conséquent, dans le cas de l'AlN, $\epsilon_r(\text{optique}) \approx 4,4$. Ainsi, la valeur obtenue pour des hautes fréquences est à peu près égale à la moitié de la valeur mesurée pour AlN pour des basses fréquences ($\epsilon_r(\text{Statique}) \approx 9,9$) et il est donc nécessaire de discuter les résultats obtenus physiquement pour pouvoir trancher entre les deux mécanismes. Notre méthode consiste à extraire l'énergie des niveaux Φ_{PF} et Φ_s et à discuter les valeurs obtenues physiquement. Selon les résultats expérimentaux, la hauteur de la barrière de Schottky est de $\Phi_s = 0,62\text{eV}$. Cette valeur est très faible par rapport à la valeur calculée théoriquement pour une interface Mo/AlN sachant que la bande interdite de l'AlN se situe autour de 6,2eV, l'affinité électronique de l'AlN, $\chi_{\text{AlN}} = 0,6\text{eV}$ ^[R.2.73] et le travail de sortie de Mo ($\Phi_{\text{Mo}} = 4,6\text{eV}$ ^[R.2.74]). On peut déduire $\Phi_s \approx 3\text{eV}$. D'autre part, Φ_{PF} est extrait à 0,6 eV au-dessous de la bande de conduction. La valeur obtenue est en bon accord avec les résultats publiés pour l'AlN^[R.2.75,R.2.76].

Suite à cette discussion, le mécanisme de conduction dans l'AlN peut être considéré comme PF plutôt que Schottky. D'autres méthodes expérimentales non utilisées dans le cadre de cette étude ont été proposées dans la littérature pour confirmer la domination de PF comme la méthode de conductivité stimulée thermiquement TSC (Thermally Stimulated Current) et l'étude d'une capacité asymétrique (deux métaux différents pour les électrodes)^[R.2.77].

D'après les résultats expérimentaux, le paramètre de conduction est $\beta_{PF} = 4,3.10^{-24}$ et la constante diélectrique optique est $\epsilon_r(\text{optique}) = 7$. La valeur obtenue de la permittivité se situe entre la permittivité optique (4,4) et la permittivité statique (9,9) mesurées expérimentalement. L'incertitude expérimentale peut être une raison contribuant à la différence observée. Toutefois, une raison plus importante est la température utilisée dans l'expression PF elle-même. En effet, nous n'avons pas accès directement à la permittivité mais à la pente de la courbe $Ln(J) = f(\sqrt{E})$ qui est:

$$p = \beta_{PF} / (k_b T) \quad (\text{Eq.2-26})$$

Dans cette formule, la température à utiliser doit être celle du porteur, qui peut être supérieure à la température du réseau cristallin T (la température de l'échantillon qu'on utilise actuellement) surtout sous champ élevé. Pour tenir compte de ce phénomène, Jonscher a défini une température effective de porteurs T_C qui dépend du champ électrique et a proposé d'utiliser T_C dans (Eq.2-18) au lieu de la température de l'échantillon T^[R.2.78-R.2.79]. Ceci permet une meilleure modélisation des résultats expérimentaux.

IV.4.4. Etude du champ de claquage (E_{BD}) de l'AlN :

Lorsqu'un flux d'électrons traverse le diélectrique, les défauts tels que les pièges à électrons, les états d'interface et autres s'accumulent progressivement dans le diélectrique jusqu'à une densité critique : le diélectrique perd alors sa capacité d'isolation et un courant important passe entre les deux armatures. Ceci est une image simplifiée du phénomène de claquage, mais les mécanismes de claquage de diélectriques sont plus complexes et nombreux^[R.2.80-R.2.81]. Le champ de claquage du diélectrique reste un paramètre important à étudier dans l'AlN. Les tests de claquage sont effectués sur 300 échantillons afin de pouvoir procéder à une étude statistique. Deux aspects du claquage peuvent être étudiés : le claquage dans le temps (Time-dependent Dielectric Breakdown), et le claquage en fonction du champ appliqué (Electric Field dependent Dielectric Breakdown). Dans cette étude nous avons effectué le choix d'utiliser la deuxième méthode. Les résultats obtenus sont donnés par la (FIG.2-26).

La FIG.2-26 (a) donne la distribution de fonction cumulative de E_{BD} en fonction de E c'est-à-dire, la fraction de la population claquée en appliquant un champ électrique. 80% des échantillons atteignent leur champ de claquage pour un champ compris entre $5,12\text{MV.cm}^{-1}$ et $5,52\text{MV.cm}^{-1}$. Toutefois, le phénomène de claquage est observé pour une plage de champ électrique plus large allant de $4,64\text{MV.cm}^{-1}$ à $5,84\text{MV.cm}^{-1}$. Cette dispersion est due à la probabilité de présence de défauts dans la

couche d'AlN. Une détermination statistique du champ de claquage semble plus consistante dans ce cas. La distribution de Weibull, qui est une statistique des valeurs extrêmes en $\ln(E)$, est souvent utilisée pour la détermination d'une valeur moyenne de E_{BD} à partir d'une distribution du champ de claquage d'une population d'échantillons. Dans ce cas, la distribution de fonction cumulative F s'écrit :

$$F(E) = 1 - \exp\left(-\left(\frac{E}{E_0}\right)^\beta\right) \quad (Eq.2-27)$$

E_0 correspond au champ électrique pour lequel 63,2% des échantillons ont claqués, β est appelé paramètre de pente^[R.2.82]. Pour extraire des paramètres de Weibull, nous traçons le coefficient Weibit W défini par:

$$W = \ln(-\ln(1 - F(E))) \quad (Eq.2-28)$$

en fonction de $\ln(E)$ (**FIG.2-26 (b)**). Cela donne une ligne droite avec une pente β dont on extrait la valeur de $E_0 = 5,47\text{MV.cm}^{-1}$ et $\beta = 32,1$. Un paramètre β élevé indique une faible dispersion sur le champ de claquage et donc un diélectrique plus homogène.

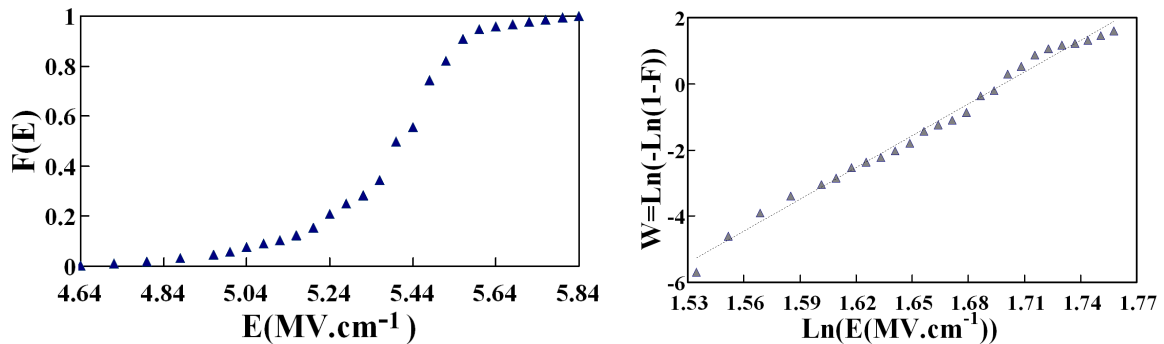


FIG.2-26 : Etude du claquage de la capacité d'AlN en fonction du champ appliqué (a) évolution du pourcentage d'échantillon claqué en fonction de E , (b) et la courbe de Weibull associée

J. Suñé a proposé une nouvelle approche pour donner une signification physique au modèle statistique pour étudier le champ de claquage^[R.2.83]. Selon ce modèle, le diélectrique est supposé divisé en cellules cubiques de côté a_0 qui est la constante de réseau. Au cours d'une forte sollicitation électrique, les défauts sont générés de façon aléatoire dans le diélectrique et le claquage du diélectrique a lieu lorsque toutes les cellules d'une colonne sont défectueuses. Ce modèle a l'avantage de relier le paramètre β de la distribution de Weibull et les dimensions physiques du diélectrique:

$$\beta = e_{AlN} / a_0 \quad (Eq.2-29)$$

Si nous supposons que dans notre cas, le phénomène de claquage se produit lorsque tous les grains d'une colonne sont défectueux, alors la taille de la cellule correspond à la taille du grain d'AlN. A partir des images AFM haute résolution, on peut compter une densité moyenne de 23grain/ μm ce qui signifie que la taille du grain d'AlN est 43,5nm et, par conséquent, $\beta \approx 29$. Même si ce modèle est

développé à la base pour étudier le claquage dans le temps, le résultat pour l'AlN est en bon accord avec la valeur expérimentale $\beta = 32$.

Cette première partie d'étude de la capacité MIM nous a permis, au-delà de la caractérisation des propriétés électriques de l'AlN, d'étudier la cristallinité, la dépendance en fréquence, les pertes diélectriques, les propriétés optiques et de mieux comprendre les propriétés électriques de l'AlN.

Dans la partie qui suit, la variation de la vitesse acoustique dans l'AlN en fonction du champ électrique est étudiée

IV.5. Etude de la vitesse acoustique de l'AlN sous champ électrique :

La vitesse des ondes acoustiques est un paramètre clef du résonateur BAW. Sa variation en fonction de la température, du champ électrique ou de la puissance RF (qui combine les deux effets précédents) entraîne systématiquement une variation de la fréquence de résonance du résonateur BAW. L'onde acoustique est sensée se propager dans la structure MIM uniquement. Pour cette raison il est important (et plus simple d'ailleurs) de déterminer la dépendance en champ électrique de la vitesse acoustique dans la structure MIM qui est l'objectif de cette partie. Ceci est important également pour interpréter les résultats de caractérisation du résonateur BAW sous champ électrique qui seront présentés par la suite. La méthode utilisée pour mettre en place cette expérimentation est la méthode « Acoustique picoseconde » développée par une équipe de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies de Lille^[R.2.123]. Dans une première partie, cette méthode de caractérisation est introduite brièvement, ensuite le protocole expérimental est défini et finalement nous exposons les résultats obtenus avec l'interprétation physique qui en découle.

IV.5.1. L'acoustique picoseconde sous pointes :

L'acoustique picoseconde est une technique Sonar à l'échelle submicronique reposant sur l'utilisation d'une source laser impulsionnelle pour générer et détecter des ondes acoustiques de très haute fréquence. Elle existe depuis le début des années 80^[R.2.118] et permet la caractérisation élastique de couches minces. Il s'agit d'une technique optique, basée sur un montage pompe-sonde et une source laser femtoseconde, qui permet la caractérisation acoustique de matériaux déposés en couches minces. Elle est utilisée pour des études fondamentales sur la propagation acoustique et les couplages photo-élastiques, mais aussi pour du contrôle non-destructif en milieu industriel, par l'intermédiaire de mesures d'épaisseur. Dans le domaine des BAW, cette technique a de nombreuses applications telles que la mesure précise de l'épaisseur des couches, la détermination des coefficients de température, des coefficients d'expansion thermique et même la détermination du coefficient piézoélectrique en épaisseur (d_{33})^[R.2.119-R.2.120]. La **FIG.2-27** montre comment le faisceau d'un laser pulsé permet de détecter la propagation acoustique sur des temps courts (de l'ordre de la picoseconde). Le faisceau

d'impulsions issues de la source laser est séparé en deux, une partie de forte puissance (qui est la pompe) servira à générer l'impulsion acoustique, l'autre (qui est la sonde) servira à détecter les variations de réflectivité de l'échantillon. Pour observer ces variations en fonction du temps, on utilise une ligne à retard, permettant de retarder l'arrivée de l'impulsion sonde par rapport à la pompe. Les points 1, 2, 3, 4 sur la **FIG.2-27** montrent que selon l'allongement de la ligne à retard, la sonde observe l'échantillon à différents instants de la propagation acoustique.

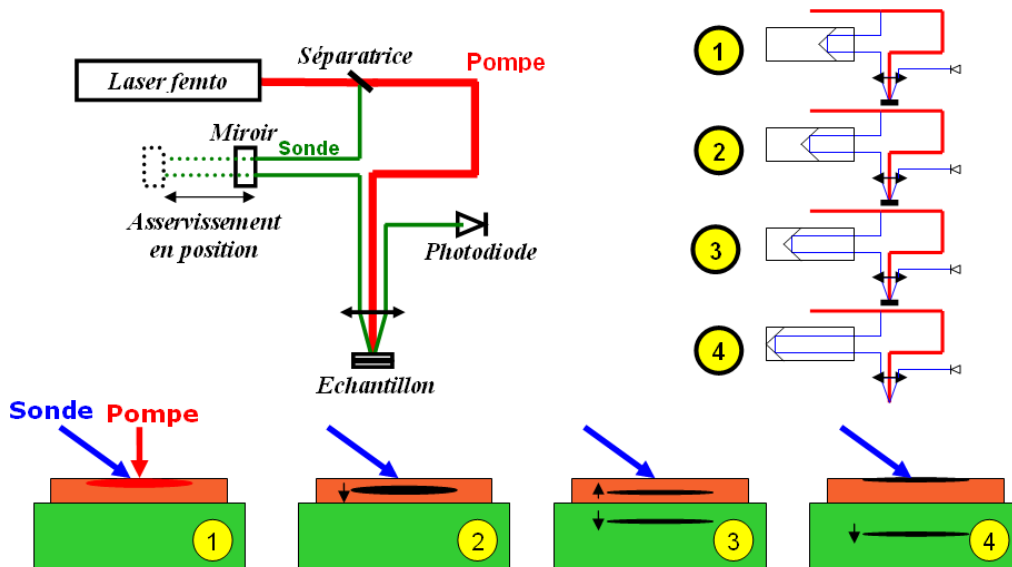


FIG.2-27 : Principe de la méthode de l'acoustique picoseconde avec un montage pompe-sonde

On récupère alors les variations de réflectivité de l'échantillon en fonction du temps (au point 4 de la figure, la réflectivité de l'échantillon est affectée par le passage du pulse acoustique à la surface). Les signaux obtenus consistent généralement en une série d'échos acoustiques dont les temps d'arrivée permettent de mesurer les temps de vol dans les couches de l'empilement sondé.

Après cette description rapide du principe de la méthode d'acoustique picoseconde, nous décrivons le principe de la mesure de la variation de la vitesse acoustique sous champ électrique par cette méthode.

IV.5.2. Principe de la mesure de variation de vitesse acoustique sous champ électrique par acoustique picoseconde :

Il s'agit ici de travailler sur une capacité MIM de type conducteur/AlN/conducteur. Pour ces mesures, nous cherchons à nous placer dans des conditions de forte sensibilité de l'expérience d'acoustique picoseconde. Pour cela nous montrons qu'il est profitable de pouvoir accéder optiquement aux couches transparentes (en particulier la couche d'AlN). En effet, l'expérience d'acoustique picoseconde repose sur une détection optique, et lorsqu'on sonde des couches transparentes, on peut profiter des effets interférométriques connus pour être très sensibles. Cela se traduit, selon le choix de la longueur d'onde du laser, par des contributions 10 fois plus grandes que les contributions

classiques : les effets de « saut ». Le principe consiste alors à analyser les variations des caractéristiques de ces « sauts » en fonction de la tension appliquée à la structure. Il est alors possible de travailler sur deux données issues de cette expérience :

- la position temporelle des sauts (qui renseigne sur le temps de vol t_{vol} au sein de la couche transparente :

$$t_{vol} = e_{AIN}/v \quad (Eq.2-30)$$

où v la vitesse acoustique

- ou bien l'amplitude du saut (qui renseigne sur le trajet optique L au sein de la couche transparente :

$$L = ne_{AIN} \quad (Eq.2-31)$$

où n est l'indice optique.

En se basant sur l'analyse de temps de vol dans la structure étudiée, suite à l'application d'un champ électrique, le temps de vol dans la couche d'AlN est sensé varier du fait de la variation de la vitesse acoustique. Ainsi, en calculant le décalage de la position temporelle des sauts en fonction du champ électrique, il est possible de déterminer la variation de la vitesse acoustique de l'AlN. Après cette explication du principe de mesure, la conception de l'échantillon dédié à ces mesures doit être discutée.

IV.5.3. Conception de l'échantillon pour l'étude:

Une des premières difficultés pour ces expériences sur des structures de type conducteur/AlN/conducteur consiste à trouver un matériau conducteur et transparent pour l'électrode supérieure, permettant ainsi d'accéder optiquement à la couche d'AlN. Le matériau choisi pour réaliser une électrode supérieure transparente (plutôt semi transparente) est l'ITO. Pour l'électrode inférieure on conserve le Molybdène. Ainsi la structure de test sera une capacité MIM ITO(200nm)/AlN(1 μ m)/Mo(250nm) (**FIG.2-28**). Ceci ne pose pas de problème par rapport à l'objectif qui est l'étude de la capacité Mo/AlN/Mo car on s'intéresse principalement à la variation de vitesse dans la couche d'AlN.

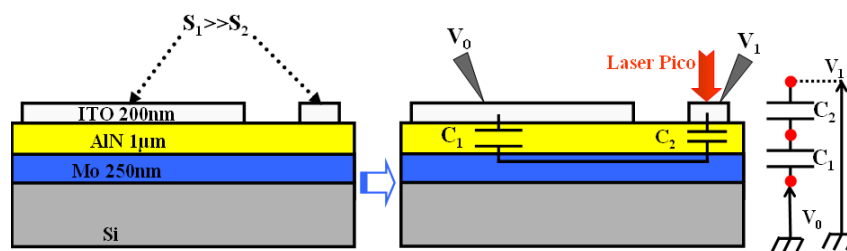


FIG.2-28 : Echantillon étudié par la méthode d'acoustique picoseconde, les pointes sont placées sur les deux électrodes supérieures de deux capacités en série, la zone d'impact du laser est la plus petite capacité

L'électrode inférieure et la couche d'AlN sont déposées en plein plaque tandis que la couche de ITO est gravée. Ainsi, on polarise deux capacités en série avec un rapport de surface très grand ($S_1/S_2 \approx 30$ dans le cas de l'étude) ce qui consiste à polariser la plus petite des deux capacités sans avoir besoin d'accéder à l'électrode inférieure (**FIG.2-28**). La mesure acoustique est aussi réalisée sur la plus petite capacité.

IV.5.4. Expérimentation de la vitesse acoustique sous tension continue V_{DC} :

La première étape consiste à déterminer la longueur d'onde pour laquelle la détection des sauts est efficace (entre 400 et 440 nm suivant la sonde utilisée). A l'issue de cette étude nous pouvons sélectionner la longueur d'onde de travail à 437,5 nm qui présente un saut particulièrement marqué à 125 ps. Celui-ci correspond à un aller-retour dans l'ITO plus un aller dans l'AlN et constitue donc notre signal de référence (**FIG.2-29**).

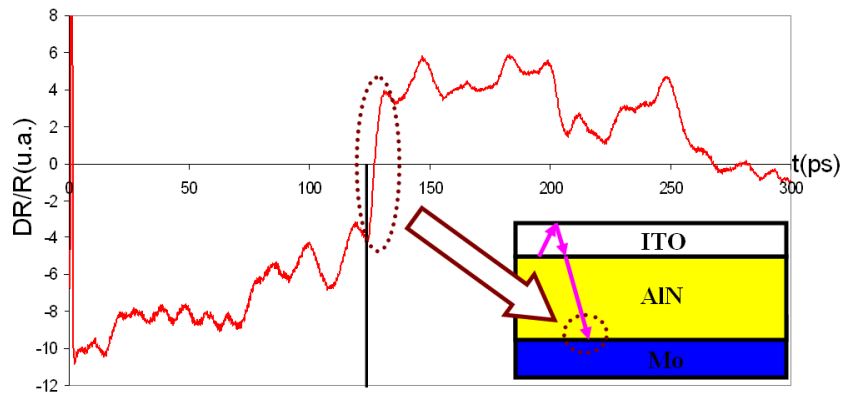


FIG.2-29 : Signal expérimental obtenu sur la structure ITO/AlN/Mo/Si à 437,5 nm. Le saut encerclé à 125 ps est la structure dont on étudiera l'évolution dans le temps en fonction de la tension appliquée

A partir de cette figure, en plus du saut de référence à 125 ps, le signal expérimental présente un premier saut à 20 ps dû à la génération dans l'ITO, puis un second à 75 ps lorsque le pulse généré dans Mo effectue un aller-retour dans le Mo. La suite du signal, à partir de 150 ps, est plus difficile à interpréter. Une fois notre signal de référence défini, nous appliquons une tension continue à la capacité pour observer l'effet de cette tension sur le saut entouré dans la (**FIG.2-29**). Le montage expérimental ne permettant pas d'appliquer une tension supérieure à 150V, il est intéressant d'observer l'évolution de la position temporelle du saut en fonction de la tension appliquée pour $V_{DC}=150V$ et $V_{DC}=-150V$. En effet, l'application d'une tension plus faible n'entraîne pas de variation significative, et l'incertitude devient importante dans ce cas.

IV.5.5. Résultats expérimentaux et interprétation physique :

IV.5.5.1. Détermination du coefficient de variation de la vitesse acoustique sous champ électrique :

La (FIG.2-30) montre l'évolution du saut de réflectance dans le temps en fonction de la tension appliquée. Le temps de vol de 125ps correspond en fait à un aller-retour dans l'ITO de 36ps et un aller dans l'AlN de 89ps. On suppose ici que seule la couche d'AlN est affectée par la présence de V_{DC} . La mesure précise de l'épaisseur de cette couche est de 995nm. Ceci donne une vitesse acoustique dans l'AlN pour $V_{DC}=0$ de 11179 m/s qui correspond à e_{AlN}/t_{vol} .

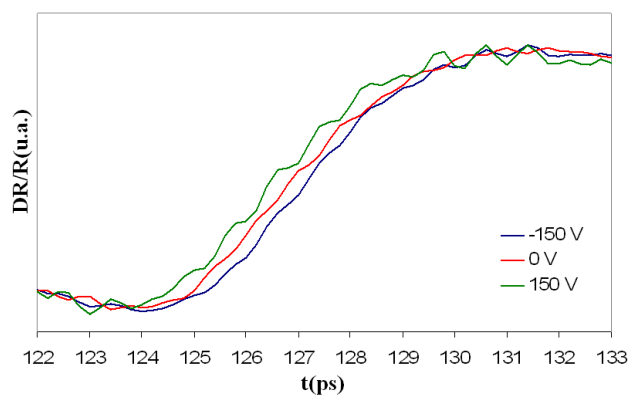


FIG.2-30: Evolution de la position temporelle du saut en fonction de la tension appliquée à la structure

Le décalage temporel induit par la polarisation est de -0,3ps pour $V_{DC}= +150$ V et il est de +0,3ps pour $V_{DC}= -150$ V. Ce décalage est déterminé par superposition des trois courbes de mesure comme le montre la FIG.2-31 . Ainsi, l'onde acoustique met moins de temps pour parcourir la couche d'AlN suite à l'application d'une tension positive V_{DC} . A ce niveau il faut savoir que deux phénomènes différents peuvent influencer le temps de vol ainsi que l'indique l'(Eq.2-30). Le premier phénomène que l'on cherche à étudier, est l'augmentation de la vitesse acoustique de l'AlN en fonction de V_{DC} .

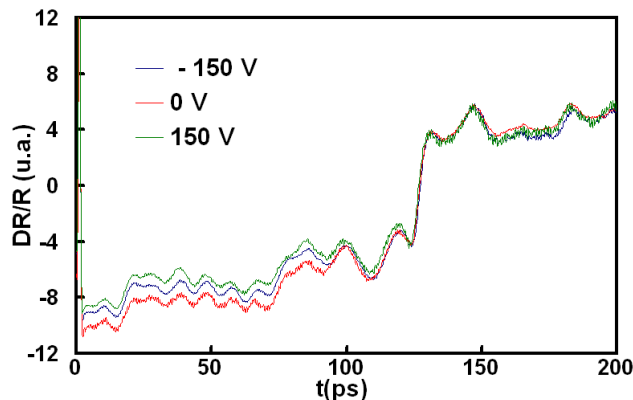


FIG.2-31 : Détermination du décalage temporel par rapport à la mesure à VDC+0V par superposition des trois courbes

Le deuxième phénomène est purement piézoélectrique. En effet l'épaisseur de l'AlN augmente (pour un d_{33} positif), suite à l'application d'une tension positive conformément à l'équation suivante:

$$e_{AIN}(V_{DC}) = e_{AIN}(0) + d_{33}V_{DC} \quad (Eq.2-32)$$

Dans notre cas, si l'on considère la couche d'AlN et le substrat uniquement, la couche d'AlN est parfaitement collée au substrat avec une épaisseur négligeable comparée à celle du substrat. Ainsi, il faut utiliser le $d_{33,eff}$ à la place du d_{33} défini par la relation suivante (ce résultat est démontré plus tard dans le Chapitre III, paragraphe I.4.1) :

$$d_{33,eff} = \left(d_{33} - \frac{2s_{13}^E}{s_{11}^E + s_{12}^E} d_{31} \right) \quad (Eq.2-33)$$

Pour l'AlN, $d_{33,eff} = 3,52 \text{ pm/V}$.

D'où la nouvelle expression de l'épaisseur de la couche piézoélectrique en fonction de V_{DC} :

$$e_{AIN}(V_{DC}) = e_{AIN}(0) + d_{33,eff} V_{DC} \quad (Eq.2-34)$$

Le **Tableau.2-1** donne les valeurs de la vitesse acoustique, de l'épaisseur de l'AlN en fonction de V_{DC} .

V_{DC} (V)	-150	0	150
e_{AIN} (nm)	994,47	995	995,53
t_{vol} (ps)	89,3	89	88,7
v (m/s)	11136,3	11179,8	11223,5

Tableau.2-1 : Calcul de la vitesse acoustique en fonction de V_{DC} en tenant compte de la variation de l'épaisseur de la couche d'AlN

Ainsi, la vitesse acoustique de l'AlN augmente de 26ppm/V. L'incertitude sur cette valeur est autour de 10 % et provient principalement de l'incertitude lors de la superposition des courbes.

IV.5.5.2. Détermination du coefficient piézoélectrique d_{33} de l'AlN :

Au-delà de la détermination de la dépendance de la vitesse acoustique en fonction de V_{DC} , cette expérimentation réalisée dans d'autres conditions de longueurs d'onde (à 435nm), a montré que la tension continue V_{DC} exerce également une influence sur l'amplitude du saut (**FIG.2-32**). L'amplitude du saut est proportionnelle au chemin optique divisé par λ : ne_{AIN}/λ . A longueur d'onde constante, cet effet est lié à la modification du chemin optique et donc à la variation de l'épaisseur de la couche d'AlN et, potentiellement, à une variation de l'indice optique sous l'effet de la polarisation. Dans le cadre de cette étude, on suppose que l'indice optique de l'AlN ne dépend pas de V_{DC} , des expérimentations prévues pour vérifier cette hypothèse n'ont pas pu être réalisées faute de temps. Pour une variation de tension de -150V à 150V, on mesure une dilatation de 1,4nm du trajet optique. Si on suppose que seule l'épaisseur de la couche piézoélectrique varie, on extrait une valeur du $d_{33,eff} = 4,7 \text{ pm/V}$. La valeur la plus généralement utilisée en littérature est voisine de 3,5pm/V (calculée à l'aide de l' (Eq.2-33) à partir du $d_{33} = 4,5 \text{ pm/V}$ [R.2.99]). La différence entre la valeur mesurée en littérature et la valeur déterminée par la méthode d'acoustique picoseconde peut être due à la variation

de l'indice optique sous forte sollicitation électrique, qu'on a supposé constant lors du calcul du $d_{33,eff}$. La précision d'une telle mesure dépend de l'évaluation du changement d'amplitude du saut, qui est estimé dans notre cas à 5% près.

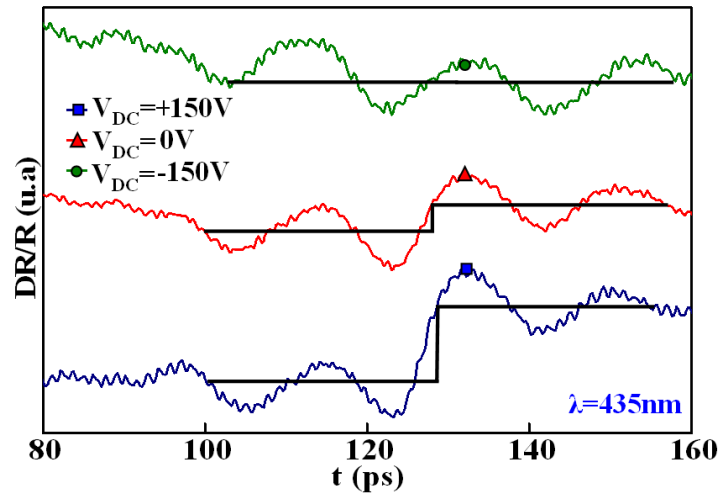


FIG.2-32 : Variation de l'amplitude du saut en fonction de la tension V_{DC} pour une longueur d'onde $\lambda=435nm$

IV.6. Variation de la permittivité de l'AlN sous champ électrique :

IV.6.1. Protocole expérimental :

Dans cette partie, l'objectif est d'étudier la variation de la capacité électrique Mo/AlN/Mo en fonction de la tension appliquée. Les mêmes capacités caractérisées précédemment sont utilisées. L'impédance mètre Agilent 4285A (plage de fréquence de 75kHz à 30MHz) avec une source de tension externe sont utilisés pour l'expérimentation en cours. Une tension sinusoïdale d'amplitude 0,1V à une fréquence constante (entre 100kHz et 1MHz) est appliquée à la capacité, et pour chaque valeur de la tension continue V_{DC} (entre -100v et +100v par pas de 10v), la valeur de la capacité est prélevée. Différentes tailles de capacités sont testées pour étudier l'effet géométrique. La variation de la tension est effectuée dans les deux sens pour détecter la présence d'hystérésis.

IV.6.2. Résultat expérimental et interprétation physique:

Un exemple de résultats obtenus est montré sur la **FIG.2-1**. La capacité d'AlN varie linéairement en fonction de la tension appliquée. On observe que le phénomène n'est pas lié à un motif précis, une fréquence particulière, ou une plage de tension V_{DC} particulière. On peut remarquer que, comme prévu pour l'AlN, une très faible hystérésis est observée.

Ce comportement linéaire (effet impair) est inhabituel pour les diélectriques utilisés dans les structures MIM en microélectronique comme le SiO_2 [R.2.106], Si_3N_4 [R.2.84], HfO_2 [R.2.85], Ta_2O_5 [R.2.86] ou encore comme les matériaux pérovskites comme le $SrTiO_3$ [R.2.87], qui montrent une variation nonlinéaire pair

convexe ou concave suivant la nature du matériau (**FIG.2-34**). Cette variation linéaire ainsi que le fait que ce matériau est compatible CMOS (en termes de température de processus et en termes de contamination) peut constituer un avantage important et jouer un rôle-clef pour l'intégration de l'AlN en tant que diélectrique pour les capacités MIM pour des applications RF. Nous pouvons aussi imaginer l'intégration d'une capacité d'AlN avec un résonateur BAW pour les applications base de temps, ou encore pour des applications de filtres BAW accordables en fréquence même si l'AlN comparé à d'autres matériaux ferroélectriques comme le PZT^[R.2.91-R.2.92] ou les matériaux pérovskites comme le SrTiO₃ (STO)^[R.2.93-R.2.94], ou Ba_xSr_{1-x}TiO₃ (BST)^[R.2.95-R.2.96] présente une faible accordabilité sous champ électrique, ainsi que nous le verrons dans le troisième chapitre de la thèse.

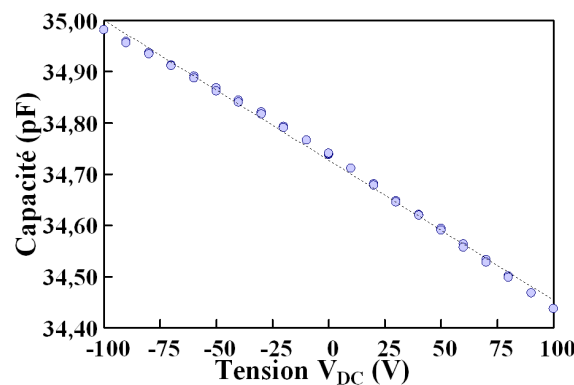


FIG.2-33 : Variation de la capacité d'AlN en fonction de la tension continue appliquée pour un signal V_{AC} de 0,1V et $f=700kHz$

Même aujourd'hui, l'explication physique de la courbe $C=f(V_{DC})$ n'est pas évidente sauf dans le cas des matériaux pérovskites où une approche phénoménologique^[R.2.88-R.2.89] et le modèle atomistique^[R.2.90] sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Pour le Ta₂O₅ (qui a des pertes intrinsèques élevées), Blonkowski *et al.* proposent un modèle basé sur la relaxation des porteurs libres et l'effet non linéaire de Kerr^[R.2.86]. Avant d'étudier le cas d'AlN, il est intéressant d'expliquer qualitativement les variations non linéaires suivant les modèles en littérature afin de mieux comprendre l'originalité du modèle proposé pour l'AlN.

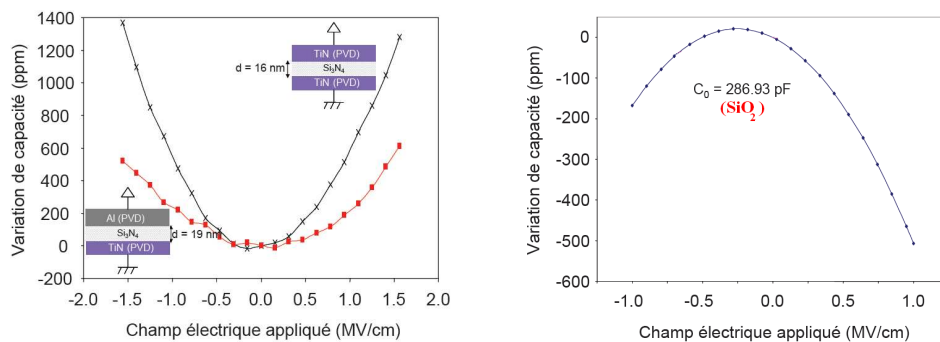


FIG.2-34 : Exemple de variation convexe (concave) d'une capacité de Si₃N₄ (SiO₂) en fonction du champ électrique^[R.2.106]

Lorsque les variations nonlinéaires paires de la structure MIM sont faibles, elles présentent un caractère quadratique dont le signe dépend de la nature des matériaux isolants. Le signe et l'amplitude de ces variations proviennent du signe de la susceptibilité diélectrique χ elle-même, reliée à la permittivité par la relation suivante :

$$\chi = 1 + \varepsilon_r \quad (\text{Eq.2-35})$$

La susceptibilité représente les fluctuations du moment dipolaire, produit de la charge et de la distance interatomique. La variation de la susceptibilité, K_E , est la dérivée seconde de χ par rapport au champ :

$$K_E = \frac{\partial^2 \chi}{\partial E^2} = \frac{\partial^2 \varepsilon_r}{\partial E^2} \quad (\text{Eq.2-36})$$

On peut montrer que K_E est proportionnel à la différence entre l'interaction à courte portée SR (Short Range) de nature répulsive (suivant le modèle de Born^[R.2.124]) et l'interaction à longue portée LR (Long Range) de nature électrostatique (dipôle-dipôle)^[R.2.121]:

$$K_E \propto SR - LR \quad (\text{Eq.2-37})$$

Le terme de courte portée s'exprime en fonction du coefficient de dilatation thermique et traduit l'effet de la variation des distances interatomiques dans le réseau sur le moment dipolaire. Il domine dans le cas des oxydes métalliques amorphes qui présentent une courbure convexe comme celle observée ici sur le Si_3N_4 (**FIG.2-34**). La seconde traduit la variation de la charge du moment dipolaire avec la distance inter atomique causée par la répartition de la fonction d'onde moléculaire dépendante de cette même distance. Lorsque la distance augmente, cette charge diminue et contre les effets à courte portée. Cet effet l'emporte pour des matériaux pour lesquels le couplage entre orbitales est important (forte hybridation des orbitales ou matériaux fortement covalents^[R.2.121]).

Dans le cas d'un matériau covalent (tel que le SiO_2) les interactions à longue portée dominent et donc $K_E < 0$, ce qui explique la courbe concave. Si le matériau est moins covalent (comme le Si_3N_4 par exemple), les interactions à courte portée sont dominants et donc le $K_E > 0$, ce qui explique la courbe convexe^[R.2.121].

Dans le cas d'un effet impair comme celui qu'on a observé pour l'AlN, aucun travail (d'un point de vue expérimental ni d'un point de vue modèle) n'a été publié dans ce sujet. Pour expliquer le phénomène observé, trois pistes sont à explorer. En partant de l'expression de la capacité :

$$C = \frac{A_{\text{electrode}}}{e_{\text{AlN}}} \varepsilon_{\text{AlN}} \quad (\text{Eq.2-38})$$

La variation peut être due à une variation linéaire de l'aire de la capacité, de la permittivité ou de l'épaisseur. Dans la mesure où l'aire de capacité est évidemment constante, il reste à étudier les deux autres possibilités. Supposons que l'épaisseur de l'AlN e_{AlN} varie de Δe suite à l'application d'une tension V_{DC} avec $\Delta e \ll e_{\text{AlN}}$ on peut écrire l'expression de la capacité :

$$C = \frac{A_{\text{electrode}}}{e_0 + \Delta e} \epsilon_{\text{AlN}} = \frac{A_{\text{electrode}}}{e_0 \left(1 + \frac{\Delta e}{e_0}\right)} \epsilon_{\text{AlN}} \approx \frac{A_{\text{electrode}} \times \epsilon_{\text{AlN}}}{e_0} \left(1 - \frac{\Delta e}{e_0}\right) \quad (\text{Eq.2-39})$$

Si Δe est une fonction linéaire de V_{DC} , (tel est le cas pour un matériau piézoélectrique suite à l'application d'un champ suivant l'épaisseur du matériau) la capacité peut varier linéairement en fonction de V_{DC} :

$$\Delta e = d_{33} \times V_{\text{DC}} \quad (\text{Eq.2-40})$$

d_{33} étant le coefficient piézoélectrique. Ainsi, cette hypothèse semble être intéressante à étudier. Si on considère le cas de l'AlN avec $d_{33}=4,53\text{pm/V}$ ^[R.2.99], les calculs montrent que la variation obtenue est trop importante pour être expliquée par une variation d'épaisseur suite à l'effet piézoélectrique inverse dans l'AlN. La courbe $C(V_{\text{DC}})$ permet d'extraire une pente:

$$\left(\frac{\Delta C}{\Delta V}\right)_{\text{mesurée}} \approx -2,74 \text{ fF / V} \quad (\text{Eq.2-41})$$

alors que l'effet piézoélectrique est sensé donner une variation :

$$\left(\frac{\Delta C}{\Delta V}\right)_{\text{théorique}} = \frac{-C * d_{33}}{e_{\text{AlN}}} \approx -0,14 \text{ fF / V} \quad (\text{Eq.2-42})$$

ce qui est 20 fois plus faible que la variation mesurée. En conséquence, cette hypothèse ne peut être l'origine principale de la variation observée. Il reste à étudier la variation de la permittivité de l'AlN en fonction du champ électrique. Outre l'effet piézoélectrique, un autre effet, moins connu que la piézoélectricité, mais plus général car il peut être présent dans tout diélectrique sous l'application d'un champ électrique, est l'effet électrostrictif ou électrostriction^[R.2.107]. L'électrostriction signifie la contrainte induit par un champ électrique, et donc ce terme est souvent utilisé à tort pour décrire l'effet piézoélectrique inverse. Plus rigoureusement, l'effet électrostrictif direct correspond à la déformation mécanique de forme quadratique consécutive à l'application d'un champ électrique^[R.2.98]. On obtient ce phénomène avec tous les diélectriques, il a pour origine la distorsion ou le déplacement des molécules et atomes provoqués à l'intérieur du réseau solide par l'application du champ électrique. Contrairement à la piézoélectricité, l'électrostriction n'a pas d'effet réciproque (si on applique une contrainte on n'obtient pas de champ électrique) étant donné que la relation entre la déformation et le champ dans l'effet direct est quadratique, toutefois, elle a un effet dit inverse : en appliquant une contrainte mécanique sur le diélectrique, on n'observe pas de changement de charge dû à l'électrostriction, par contre il y aura une variation de permittivité (**FIG.2-35**). Plus formellement, quand un champ électrique est appliqué à un diélectrique, il développe une polarisation et le diélectrique se déforme. La déformation S est proportionnelle au carré de la polarisation P ^[R.2.98].

$$S = \frac{\Delta L}{L} = QP^2 = Q(\epsilon_0 \epsilon_r E)^2 \quad (\text{Eq.2-43})$$

où L est la dimension suivant la direction de la force et ΔL sa variation due à l'application de la force. Le coefficient d'électrostriction est un tenseur de quatrième ordre (Q_{ijkl}), reliant la contrainte du second degré (S_{ij}) et les tenseurs de polarisation du premier ordre (P_k , P_l) : $S_{ij} = Q_{ijkl} \times P_k \times P_l$. Quant à la piézoélectricité, le coefficient piézoélectrique de troisième ordre relie linéairement la contrainte du second degré et la polarisation du premier ordre $S_{ij} = Q_{ijk} \times P_k$. Dans le cas inverse, si on applique une déformation en imposant une contrainte mécanique par exemple, deux phénomènes différents se passent dans un matériau piézo-électrostrictif :

- Une création de charge due uniquement à l'effet piézoélectrique direct.
- Une variation de la permittivité due à la variation de la polarisabilité du matériau (qui est l'aptitude du matériau à se polariser) sous l'effet de la contrainte due à l'effet électrostrictif inverse.



FIG.2-35 : Effet électrostrictif direct et inverse dans un diélectrique

Si l'on considère le cas de l'AlN, suite à l'application d'un champ électrique, deux types de déformations (linéaire et quadratique) dues à l'effet piézoélectrique et l'effet électrostrictif sont présentes dans la couche. La contrainte totale entraîne la variation de la permittivité du diélectrique qui présente aussi l'effet électrostrictif.

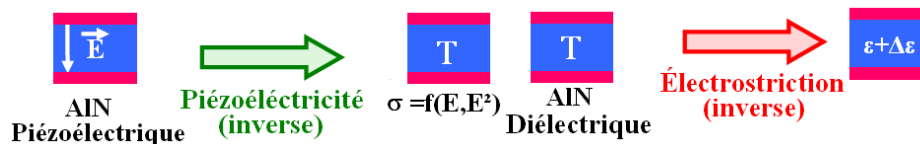


FIG.2-36 : Variation de la permittivité de l'AlN suite à un couplage de deux effets présent dans l'AlN : l'effet piézoélectrique inverse et l'effet électrostrictif inverse, la dépendance de la contrainte en E^2 provient de l'effet électrostrictif direct

Ainsi, l'effet observé sur la capacité provient d'une combinaison de l'effet piézoélectrique et de l'effet électrostrictif : en appliquant un champ électrique important, une contrainte importante est générée dans l'AlN car ce matériau est piézoélectrique (effet piézoélectrique inverse), cette contrainte engendre une variation de la permittivité de l'AlN grâce à l'effet électrostrictif inverse (FIG.2-36). La variation de capacité due à la variation d'épaisseur (suite à l'effet piézoélectrique ou électrostrictif) est une contribution du second ordre.

Après cette explication physique du phénomène observé, il est important de mettre en place un modèle pour extraire le facteur électrostrictif de l'AlN et valider cette hypothèse.

IV.6.3. Modélisation de la variation de la permittivité de l'AlN sous champ électrique :

Notre structure de base est une capacité MIM. Pour simplifier le problème, on considère uniquement la couche piézoélectrique et le substrat (**FIG.2-37**). On suppose que la couche d'AlN est parfaitement collée au substrat et que le champ appliqué est orienté uniquement suivant z. Dans la suite, pour simplifier les équations, les axes x, y et z sont notés respectivement 1, 2 et 3. Pour les notations, X^D est la valeur du coefficient mesuré ou défini à induction constante et X^T est la valeur du coefficient mesuré ou défini à contrainte constante.

Etant donné que le contact entre le substrat et l'AlN est supposé parfait et que l'épaisseur du substrat est très grande devant celle de la couche d'AlN, la déformation dans le plan est nulle (hypothèse classique des couches minces) donc $S_1=S_2=0$

Le cisaillement est aussi négligeable donc $S_4=S_5=S_6=0$ et $T_4=T_5=T_6=0$

La couche d'AlN est libre de se déformer suivant z donc la contrainte est nulle suivant cet axe donc $T_3=0$.

De plus, la contrainte est isotrope dans le plan XY donc:

$$T_1 = T_2 \quad (\text{Eq.2-44})$$

Le champ est uniquement appliqué suivant Z donc $E_1=E_2=0$ et $D_1=D_2=0$.

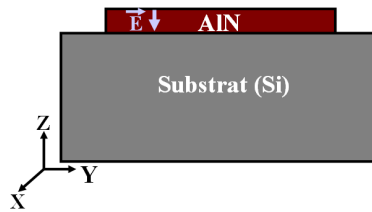


FIG.2-37 : Structure considérée pour le modèle de la variation de la permittivité d'AlN en fonction de V_{DC}

Pour obtenir la variation de la permittivité en fonction de V_{DC} , nous considérons une approche thermodynamique. Le modèle que nous avons développé part de l'expression de l'énergie libre de la couche d'AlN comme c'est le cas lors de l'étude des matériaux ferroélectriques^[R.2.97].

La relation entre la déformation S, la contrainte T, le champ électrique E et le déplacement électrique D, température θ (pour ne pas mélanger les notations) et l'entropie σ est obtenue en utilisant l'expression de l'énergie interne du matériau. Dans notre cas, l'expérience est isotherme et les variables indépendants sont T et D. Donc, la fonction d'état la mieux appropriée à notre cas est la fonction élastique de Gibbs :

$$G_I = U - ST - \sigma\theta \quad (\text{Eq.2-45})$$

On en déduit donc :

$$S_{ij} = -\frac{\partial G_I}{\partial T_{ij}^{D,\theta}} \quad (\text{Eq.2-46})$$

$$E_m = \frac{\partial G_l}{\partial D_{mT,\theta}} \quad (Eq.2-47)$$

Un développement limité au second ordre de la déformation et du champ au voisinage de 0 par rapport aux deux variables T et D donne les équations suivantes :

$$S_{ij} = \frac{\partial S_{ij}}{\partial T_{kl}} dT_{kl} + \frac{\partial S_{ij}}{\partial D_n} dD_n + \frac{1}{2!} \left[\frac{\partial^2 S_{ij}}{\partial T_{kl} \partial T_{qr}} dT_{kl} dT_{qr} + 2 \frac{\partial^2 S_{ij}}{\partial T_{kl} \partial D_n} dT_{kl} dD_n + \frac{\partial^2 S_{ij}}{\partial D_n \partial D_o} dD_n dD_o \right] \quad (Eq.2-48)$$

$$E_m = \frac{\partial E_m}{\partial T_{kl}} dT_{kl} + \frac{\partial E_m}{\partial D_n} dD_n + \frac{1}{2!} \left[\frac{\partial^2 E_m}{\partial T_{kl} \partial T_{qr}} dT_{kl} dT_{qr} + 2 \frac{\partial^2 E_m}{\partial T_{kl} \partial D_n} dT_{kl} dD_n + \frac{\partial^2 E_m}{\partial D_n \partial D_o} dD_n dD_o \right] \quad (Eq.2-49)$$

avec $\frac{\partial S_{ij}}{\partial T_{kl}} = s^D_{ijkl}$ (susceptibilité ou constante élastique à déplacement constant), $\frac{\partial S_{ij}}{\partial D_n} = g_{ijn}$ (constante

piézoélectrique), $\frac{\partial^2 S_{ij}}{\partial T_{kl} \partial T_{qr}} = \frac{\partial^2 S_{ij}}{\partial T_{kl} \partial D_n} = 0$ (on suppose que la susceptibilité élastique varie très peu en

fonction de la contrainte mécanique et du déplacement électrique), $\frac{\partial^2 S_{ij}}{\partial D_n \partial D_o} = 2Q_{ijno}$ et

$\frac{\partial^2 E_m}{\partial T_{kl} \partial D_n} = -2Q_{klmn}$ (les termes électrostrictifs), $\frac{\partial^2 E_m}{\partial D_n \partial D_o} = O_{mno} = 0$ (pas de terme correctif pour la permittivité, on suppose que la variation de la permittivité en fonction du champ est due à l'effet électrostrictif), $\frac{\partial E_m}{\partial D_n} = \beta^T_{mn}$ la constante d'imperméabilité diélectrique à contrainte constante, et

$$\frac{\partial E_m}{\partial T_{kl}} = -g_{mkl} \text{ (constante piézoélectrique).}$$

En injectant les termes précédents dans les équations (Eq.2-48) et (Eq.2-49) puis en simplifiant les termes nuls, on obtient le nouveau système d'équation (on remplace les variations par les variables) :

$$S_{ij} = s^D_{ijkl} T_{kl} + g_{kij} D_k + Q_{ijno} D_n D_o \quad (Eq.2-50)$$

$$E_m = -g_{mkl} T_{kl} + \beta^T_{mn} D_n - 2Q_{klmn} T_{kl} D_n \quad (Eq.2-51)$$

Pour simplifier la lecture, nous reprenons la notation habituelle avec un seul indice pour la contrainte et la déformation, et avec deux indices pour les constantes élastiques, les coefficients électrostrictifs et piézoélectriques qui seront utilisées dans la suite.

A partir de l'(Eq.2-50) on écrit S_1 :

$$S_1 = s^D_{11} T_1 + s^D_{12} T_2 + g_{13} D_3 + Q_{13} D_3^2 = (s^D_{11} + s^D_{12}) T_1 + g_{13} D_3 + Q_{13} D_3^2 \quad (Eq.2-52)$$

Car $T_1 = T_2$ or $S_1 = 0$ d'où on déduit la relation suivante :

$$T_1 = -\frac{g_{13} D_3 + Q_{13} D_3^2}{(s^D_{11} + s^D_{12})} \quad (Eq.2-53)$$

L'expression de E_3 est obtenue à partir de (Eq.2-51) et (Eq.2-53):

$$E_3 = -2g_{13}T_1 + \beta_{33}^T D_3 - 4Q_{13}T_1 D_3 \quad (\text{Eq.2-54})$$

En remplaçant T_1 dans l'expression précédente de E_3 par son expression donnée par (Eq.2-53), nous obtenons la relation $E_3 = f(D_3)$ qui peut s'écrire en forme polynomiale :

$$E_3 = aD_3 + bD_3^2 + cD_3^3 \quad (\text{Eq.2-55})$$

Avec :

$$a = \beta_{33}^T + \frac{2g_{13}^2}{s_{11}^D + s_{12}^D} \quad (\text{Eq.2-56})$$

$$b = \frac{6g_{13}Q_{13}}{s_{11}^D + s_{12}^D} \quad (\text{Eq.2-57})$$

$$c = \frac{4Q_{13}^2}{s_{11}^D + s_{12}^D} \quad (\text{Eq.2-58})$$

Le champ E_3 est la superposition de deux composantes AC et DC, donc :

$$E_3 = E_{AC} + E_{DC} \text{ et } D_3 = D_{AC} + D_{DC} \text{ avec } E_{AC} \ll E_{DC} \text{ et } D_{AC} \ll D_{DC}$$

Ainsi, (Eq.2-55) donne après simplification de la composante continue :

$$E_{AC} = (a + 2bD_{DC} + 3cD_{DC}^2) D_{AC} \quad (\text{Eq.2-59})$$

d'où :

$$\epsilon_{eff} = \frac{D_{AC}}{E_{AC}} = \frac{1}{(a + 2bD_{DC} + 3cD_{DC}^2)} \quad (\text{Eq.2-60})$$

En considérant les trois termes du dénominateur, et en faisant une comparaison des ordres de grandeurs, on a :

$$3cD_{DC}^2 / a \ll 2bD_{DC} / a \ll 1$$

Ces hypothèses peuvent être vérifiées à la fin en utilisant des ordres de grandeur des valeurs propres à notre problème.

Par conséquence, ϵ_{eff} peut s'écrire (développement limité de $\frac{1}{1+x} \approx 1-x$ si $x \ll 1$) :

$$\epsilon_{eff} = \frac{1}{(a + 2bD_{DC} + 3cD_{DC}^2)} \approx \frac{1}{(a + 2bD_{DC})} = \frac{1}{a(1 + 2\frac{b}{a}D_{DC})} \approx \frac{1}{a} (1 - \frac{2b}{a}D_{DC}) \quad (\text{Eq.2-61})$$

D'où :

$$\epsilon_{eff} \approx \frac{1}{a} - \frac{2bD_{DC}}{a^2} = \frac{1}{a} - \frac{2b\epsilon_{33}^T V_{DC}}{e_{AIN} a^2} = \epsilon_{eff}(V_{DC} = 0) + p^* V_{DC} \quad (\text{Eq.2-62})$$

Avec p^* est la pente de la courbe $\epsilon_{eff} = f(V_{DC})$

D'après l'expression obtenue en (Eq.2-62), on arrive à montrer théoriquement que lors de l'application d'une tension continue V_{DC} , la permittivité varie linéairement en fonction de V_{DC} . L'étape suivante consiste à estimer le facteur électrostrictif de l'AlN qui peut engendrer une telle variation de capacité à partir des mesures $C(V_{DC})$.

D'après l'étude précédente:

$$p^* = -\frac{2b}{a^2} \epsilon_{33}^T \quad (Eq.2-63)$$

A partir des expressions de a , b et p^* , nous pouvons exprimer le facteur électrostrictif Q_{13} en fonction des coefficients et constantes de l'AlN et la pente mesurée p^* :

$$Q_{13} = -\frac{e_{AIN}(s_{11}^D + s_{12}^D)(1 + \frac{2d_{13}^2}{\epsilon_{33}^T(s_{11}^D + s_{12}^D)})^2}{12d_{13}(\epsilon_{33}^T)^2} p^* \quad (Eq.2-64)$$

Avec $s_{11}^D + s_{12}^D = \frac{1-\nu}{E}$, $d_{31} = \epsilon_{33}^T g_{31}$ et $\epsilon_{33}^T = 1/\beta_{33}^T$. Les valeurs suivantes sont utilisées pour estimer le Q_{13} : $d_{31} = 2,5\text{pm/V}$ (le signe sera discuté plus tard), $s_{11}^D = 3,21 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2 \cdot \text{N}^{-1}$, $s_{12}^D = -9,62 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2 \cdot \text{N}^{-1}$, $p^* = -7,0 \cdot 10^{-15} \text{ F} \cdot (\text{V} \cdot \text{m})^{-1}$, $\epsilon_{33}^T = 8,86 \cdot 10^{-11} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$. s_{11}^D est obtenu par la méthode d'acoustique picoseconde et la réflectométrie des rayons X (X-ray reflectometry)^[R.2.100] tandis que le coefficient d_{31} est déduit de la déflexion d'une structure micro-poutre dont le résultat est en bon accord avec la littérature^[R.2.101]. Pour déterminer le s_{12}^D un coefficient de Poisson de 0,3 et un module de Young $E=280\text{GPa}$ ont été utilisés.

Ainsi le Q_{13} obtenu est de $0,094 \text{ m}^4 \text{C}^{-2}$. La précision de ce coefficient est estimée à $\pm 11\%$ en tenant compte des incertitudes sur les différents paramètres intervenant dans (Eq.2-64). Une fois le Q_{13} obtenu, il est possible de vérifier l'hypothèse précédemment utilisée pour faire le développement au premier ordre. Pour $V_{DC} = 100\text{V}$ (c'est à dire dans le pire des cas):

$$\frac{3cD_{DC}^2}{a} \approx 3,1 \cdot 10^{-4} \ll \frac{2bD_{DC}}{a} \approx 8,510^{-3} \ll 1$$

Le signe de d_{31} est important pour déterminer le signe du facteur électrostrictif de l'AlN. La méthode utilisée pour vérifier son signe est celle proposée par le standard de la piézoélectricité : elle consiste à appliquer une contrainte connue à la couche piézoélectrique et déterminer ensuite le signe des charges générées dans les électrodes^[R.2.102]. Pour cela, une expérience indépendante a été mise en place^[R.2.103]: on applique une contrainte positive T_1 unidirectionnelle (suivant x) sur l'AlN (FIG.2-38). Dans ce cas $T_2=T_3=0$ et $T_1>0$, ainsi l'expression de la déformation S_1 suivant x est :

$$S_1 = \frac{T_1}{E_{AIN}} - \frac{\nu}{E}(T_2 + T_3) = \frac{T_1}{E} \geq 0 \quad (Eq.2-65)$$

Le champ électrique E_3 généré grâce à l'effet piézoélectrique direct est:

$$E_3 = -\beta_{33} d_{31} T_l \quad (\text{Eq.2-66})$$

En fonction du signe de la tension mesurée à l'oscilloscope, nous pourrions déduire le signe de E_3 et donc déduire le signe de d_{31} . Les résultats de l'expérience précédente donnent un d_{31} positif et donc d'après l' (Eq.2-64) un Q_{13} positif.

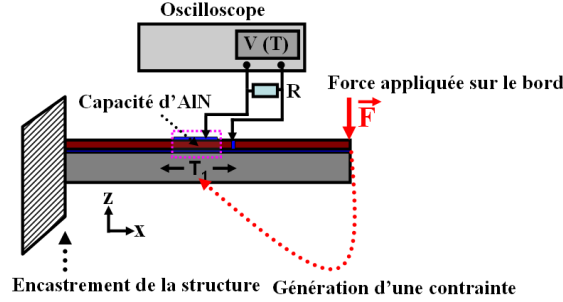


FIG.2-38: Montage expérimental pour déterminer le signe du d_{31} de l'AlN

Ainsi, nous obtenons le signe et la valeur du coefficient électrostrictif de l'AlN, qui est un coefficient important pour étudier les phénomènes nonlinéaires dans les résonateurs BAW. Toutefois, ce coefficient n'est pas disponible dans la littérature pour l'AlN en couche mince. En effet, les données en littérature par rapport aux coefficients électrostrictifs de l'AlN sont très peu abondantes. Ymnirun *et al.* ont déterminé le coefficient électrostrictif transversal d'une céramique d'AlN par interférométrie. Même si l'incertitude sur leur résultat est assez élevée, le Q_{13} obtenu est $0,018 \text{ m}^4 \text{C}^{-2}$ [R.2.104]. L'ordre de grandeur n'est pas exactement le même comparé à notre résultat, mais le signe est identique. Il apparaît important de s'appuyer sur une autre expérience, indépendante de la précédente, pour déterminer le Q_{13} et valider le résultat obtenu. Ceci fait l'objet de la partie suivante qui est consacrée à l'étude de la structure MIM sous contrainte mécanique.

IV.7. Etude de la structure MIM sous contrainte mécanique :

L'objectif dans cette partie consiste à étudier la permittivité de l'AlN suite à l'application d'une contrainte mécanique. Le principe de cette expérience est basé sur l'effet électrostrictif inverse : comme expliqué plus haut (étude sous champ électrique), si une contrainte mécanique est appliquée sur un matériau diélectrique, aucun phénomène de changement de charge n'apparaît sous l'effet de la contrainte appliquée dû au seul effet électrostrictif, par contre on observe une variation de permittivité. D'après l' (Eq.2-51):

$$\frac{\partial^2 E_m}{\partial T_{kl} \partial D_n} = \frac{\partial \left(\frac{1}{\epsilon_{mn}^T} \right)_{\text{effective}}}{\partial T_{kl}} = -2Q_{klmn} \quad (\text{Eq.2-67})$$

On peut déduire d'après cette expression que suite à l'application d'une contrainte uniaxiale T_l dans le plan (suivant x), l'inverse de la permittivité ϵ_{33} varie linéairement en fonction de la contrainte appliquée [R.2.105] dont la pente de la droite est $-2Q_{13}$:

$$\frac{\partial \left(\frac{1}{\epsilon_{33}^T} \right)_{effective}}{\partial T_1} = -2Q_{13} \quad (Eq.2-68)$$

Ainsi, il est possible, en étudiant la variation de la capacité d'AlN en fonction de la contrainte appliquée, de retrouver le coefficient électrostrictif Q_{13} avec une deuxième méthode indépendante. Le montage expérimental utilisé pour l'étude de la capacité d'AlN sous contrainte mécanique est donné sur la **FIG.2-39**. Quatre tiges mécaniques servent à bloquer l'échantillon dont les deux du haut peuvent bouger suivant z afin d'appliquer une force sur le bord de l'échantillon et générer une contrainte à l'intérieur. Une des difficultés expérimentales est liée à la faible variation de la capacité observée sous contrainte, ce qui impose, pour obtenir des valeurs mesurables une forte variation de la contrainte appliquée tout en faisant attention à ne pas casser l'échantillon. Aussi, la capacité doit être placée au centre de l'échantillon (de taille 65mm*18mm) le plus précisément possible pour ne pas commettre une incertitude importante sur la valeur de la contrainte. La force appliquée sur les bords de l'échantillon est réglable à l'aide d'une vis micrométrique. Le calcul de la contrainte au centre de l'échantillon peut être effectué en considérant les formules d'un problème de flexion 4 points d'une poutre et en connaissant la flèche au centre de l'échantillon. Pour chaque variation de la contrainte $\Delta T_1 = 50 \text{ MPa}$, on prélève la valeur de la capacité mesurée par un impédance mètre (Agilent 4285A). L'incertitude sur la valeur de la contrainte (due à la lecture sur la vis micrométrique principalement) est de 9%. Ceci se traduit par une incertitude de 11,2% sur la valeur de Q_{13} . Les mesures sont faites sur 5 échantillons différents, les résultats obtenus sont des droites avec des pentes très proches.

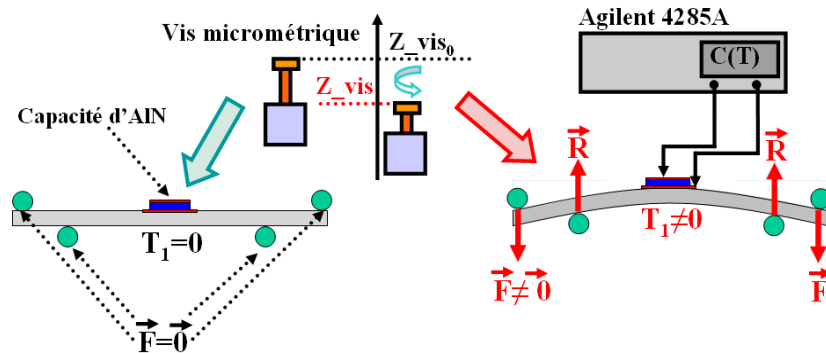


FIG.2-39: Montage expérimental destiné à étudier la variation de la capacité d'AlN sous contrainte mécanique appliquée sur les bords de l'échantillon. Les cercles en vert sont des tiges métalliques destinées à bloquer la structure et appliquer des forces sur les bords de l'échantillon (en bougeant suivant z)

Un exemple de résultat est présenté sur la **FIG.2-40**. La valeur du facteur électrostrictif déduite de la pente de la courbe est de $Q_{13} = 0,082 \text{ m}^4 \cdot \text{C}^{-2}$. Cette valeur expérimentale est très proche de la valeur prévue par le modèle analytique, obtenue à l'issue de l'étude sous champ électrique, ce qui permet de

valider les hypothèses faites. Il est également important de noter le bon accord du signe du facteur électrostrictif avec l'étude sous champ électrique.

Ainsi, cette partie nous permet d'étudier la variation de la capacité Mo/AlN/Mo sous contrainte mécanique, de mettre en évidence l'effet électrostrictif dans l'AlN et d'extraire d'une méthode complètement indépendante ce coefficient pour l'AlN.

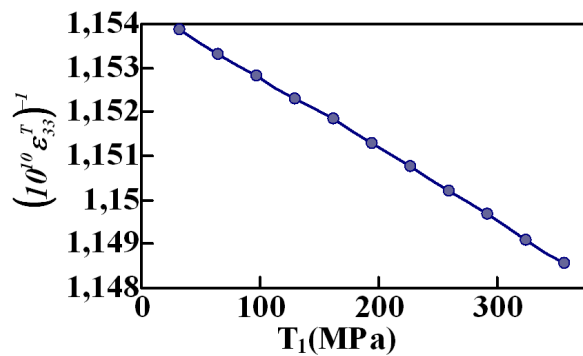


FIG.2-40: Mesure de la variation de la permittivité en fonction de la contrainte appliquée

Dans la partie suivante, nous étudions l'effet de la variation de la température sur la capacité de l'AlN.

IV.8. Effet de la variation de la température sur la capacité d'AlN :

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats des caractérisations de la capacité d'AlN réalisées à différentes températures et champs électriques $C(T, V_{DC})$. Cette étude en température est assez importante pour l'application oscillateur dans l'objectif de modéliser la variation de la fréquence de résonance en fonction de la température. Elle permet de déterminer la contribution intrinsèque de la capacité dans la variation totale de la fréquence du résonateur (en considérant l'aspect diélectrique de l'AlN). Les échantillons à caractériser sont placés dans la chambre thermique décrite précédemment (FIG.2-19) dont la température peut varier entre 5K et 600K. Les valeurs de la capacité sont mesurées avec un impédance mètre (Agilent 4285A). La fréquence du signal AC est de 500kHz avec une amplitude de 1V et la tension continue est balayée entre -100V et 100V.

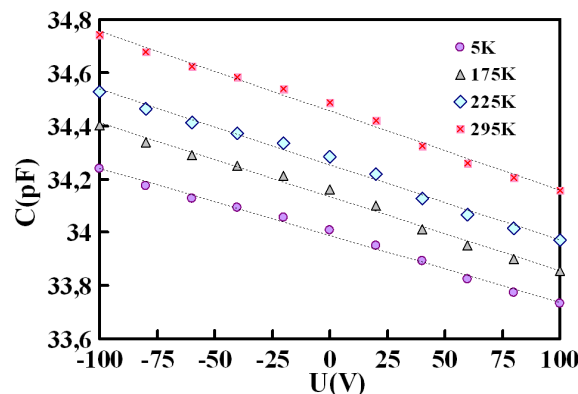


FIG.2-41: Variation de la capacité d'AlN en fonction de la tension continue appliquée pour différentes températures

La **FIG.2-41** décrit la variation de la capacité en fonction de la tension pour différentes températures ambiantes. Il apparaît que, le couplage piézo-électrostrictif dans l'AlN persiste même pour des faibles températures et l'aspect linéaire est reproductible même pour une température de 5K.

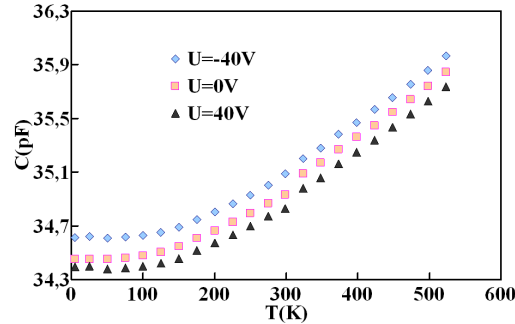


FIG.2-42: Variation de la capacité d'AlN en fonction de la température ambiante pour différentes tensions appliquées

En traçant la capacité en fonction de la température pour une valeur de tension constante (**FIG.2-42**), on peut constater la présence de deux régimes différents :

-Pour $T > 150\text{K}$, la capacité d'AlN varie linéairement avec une pente positive en fonction de la température. Son comportement peut être décrit par une expression de la forme:

$$C(T) = C(0)(1 + T_{CC}T) \quad (\text{Eq.2-69})$$

Avec T_{CC} (en ppm/K) le coefficient de la variation en température de la capacité. Compte tenu de la faible variation géométrique due à l'expansion thermique ($\alpha_{\text{AlN}} = 4.10^{-6}/\text{K}$), cette variation peut être attribuée à la variation de permittivité suite à la variation de la température. Le coefficient T_{CC} est le plus souvent négatif. Toutefois pour l'AlN, comme pour d'autres matériaux en littérature ^[R.2.108], le T_{CC} est positif et d'après les résultats obtenus, $T_{CC} = 110\text{ppm/K}$. Ce coefficient relativement faible, se traduit par de faibles pertes diélectriques comme le prévoit la loi de Gevers ^[R.2.112-R.2.113]. Cette loi semi-empirique relie le coefficient en température T_{CC} , la permittivité et le coefficient de perte diélectrique $\tan(\delta)$. Une expression simplifiée de cette loi est donnée dans l'équation suivante:

$$T_{CC} = A \tan(\delta) - \alpha \varepsilon \quad (\text{Eq.2-70})$$

Où A est une constante et α est le coefficient linéaire de dilatation thermique du matériau. D'après cette relation, le niveau de pertes diélectriques dans un matériau diélectrique est proportionnel au coefficient T_{CC} . Pour cette partie linéaire de la courbe, on peut penser que l'augmentation linéaire de la permittivité de l'AlN est due aux phénomènes de polarisation du diélectrique. Cette hypothèse s'appuie sur les résultats des travaux de F. Ninio qui a calculé théoriquement la dépendance en température de la permittivité du chlorure de sodium (NaCl) en prenant uniquement en compte le phénomène de polarisation ionique et a montré que cela est suffisant pour être en accord avec l'expérience ^[R.2.115].

-Pour le régime à basses températures ($T < 150K$), la permittivité varie lentement en fonction de la température pour devenir constante au-dessous de $T_1 = 75K$ et on observe une saturation de la permittivité. Ce comportement est généralement attribué à des effets quantiques.

De nombreuses lois empiriques existent en littérature pour déterminer la dépendance en température de la permittivité des matériaux diélectriques dans les deux régimes^[R.2.112-R.2.114]. Cependant, les origines physiques des variations observées sont rarement discutées. En utilisant la théorie de la mécanique quantique, J.H. Barrett^[R.2.109] par exemple a étendu le modèle de Slater^[R.2.110] pour calculer la polarisabilité ionique d'un matériau ferroélectrique et en déduire la dépendance de la permittivité en température. Selon cette théorie, le plus bas niveau quantique a une énergie égale à $k_B T_1$. Ainsi, pour toute température inférieure à la température seuil T_1 , tous les ions sont situés à leur plus faible niveau d'énergie et donc une diminution ultérieure de la température ne provoque aucun changement dans la réponse diélectrique. Ceci explique la saturation observée pour $T_1 = 75K$. Le modèle de Barrett propose une relation de la forme:

$$\varepsilon(T) = \frac{B}{\frac{1}{2} T_1 \coth\left(\frac{T_1}{2T}\right) - T_0} \quad (Eq.2-71)$$

T_1 , T_0 et B sont des constantes déterminées empiriquement. Loin de T_1 ($T \gg T_1$), on retrouve la loi Curie-Weiss qui explique le comportement linéaire:

$$\beta_r = \frac{1}{\varepsilon_r} \approx \frac{T - T_0}{B} \quad (Eq.2-72)$$

Même si ce modèle ne peut être utilisé que pour des matériaux ayant des $C_{TT} < 0$ (sinon B doit être négatif ce qui n'est pas possible suivant la définition physique de ce paramètre), le phénomène physique reste intéressant à comprendre pour expliquer le comportement en température de la permittivité d'AlN. Blonkowski *et al.* proposent un modèle fondé sur la dépendance en température du nombre de porteurs $n(T)$ qui traverse un film d'oxyde d'hafnium (HfO_2) par émission thermoionique^[R.2.116]. Inspiré de ce modèle, C. Zhu attribue les variations de capacité à l'injection de porteurs libres dans le diélectrique^[R.2.117].

En ce qui concerne la modélisation de la variation linéaire de la permittivité d'AlN en température, en s'inspirant de ces modèles en littérature pour la compréhension du phénomène physique, et en se fondant particulièrement sur les travaux de Serge Blonkowski^[R.2.111-R.2.121] et son aide, un modèle physique fondé sur l'approche thermodynamique propre à l'AlN est en cours d'élaboration. Qualitativement, la variation linéaire positive de la permittivité d'AlN en fonction de la température observée ici peut s'expliquer de manière analogue à la variation quadratique en fonction du champ électrique (pour $E > 0$) observée pour le Si_3N_4 ou les oxydes amorphes en général^[R.2.111,R.2.121]. Suivant le signe de K_T (analogue au K_E défini lors de l'étude de la courbe $C(E)$) défini comme la dérivée de la susceptibilité électrique par rapport à la température, la pente de la courbe peut être négative ou

positive. Ce signe dépend de la différence entre les interactions à courte portée et à longue portée. Si cette différence est positive, la pente de la courbe $\chi(T)$ est positive. Sinon elle est négative.

$$K_T = \frac{\partial \chi}{\partial T} \propto SR - LR \quad (Eq.2-73)$$

Si on considère un modèle statistique de la mécanique quantique, une augmentation de la température entraîne un abaissement des niveaux d'énergie et donc une augmentation de nombre d'états accessibles. Ceci a comme conséquence d'augmenter l'entropie du système dont la dérivée seconde par rapport au champ appliqué est proportionnelle à K_T . L'amplitude et la forme des courbes de la capacité en fonction de la température s'expliquent très naturellement à partir des modèles décrits par Serge Blonkowski si l'on considère que dans le cas de l'AlN les interactions à courte portée dominent. Pour l'instant ce modèle n'est pas complètement ajusté pour le cas de l'AlN : il manque quelques validations expérimentales pour confronter les résultats expérimentaux aux résultats du modèle. Toutefois, les premiers résultats sont assez encourageants dans la mesure où l'on arrive à annoncer une pente théorique de 70ppm/K contre une variation expérimentale de 110ppm/K.

D'un autre côté, le modèle ne prévoit pas de variations impaires avec le champ électrique (on n'arrive pas à expliquer avec ce modèle la variation linéaire de la $C(E)$ de l'AlN). Une extension de ce modèle prenant en compte la nature microscopique de la piézoélectricité ainsi que l'effet d'une contrainte mécanique est en cours d'élaboration.

Conclusion du chapitre 2 :

La caractérisation de la capacité « MIM », qui constitue le cœur du résonateur « BAW », a fait l'objet de ce deuxième chapitre. Une étude détaillée des propriétés diélectriques, optiques, et acoustiques a été engagée. Les résultats obtenus ont permis d'évaluer l'influence, sur le comportement en fonctionnement de la structure MIM, de la fréquence de travail, de la température de fonctionnement, d'un champ électrique continu et d'une contrainte mécanique appliqués. L'intérêt de cette étude préliminaire sera particulièrement mis en évidence dans le chapitre suivant, consacré à l'étude du résonateur BAW SMR.

Références du chapitre 2 :

- R.2.1 R. Aigner "High performance RF-Filters suitable for above IC integration: Film Bulk Acoustic Resonators (FBAR) on silicon" IEEE Custom Integrated Circuits Conference, pp. 141-146, 2003
- R.2.2 M.-A. Dubois. "Aluminum Nitride Lead Zirconate-Titanate Thin Films for Ultrasonic Applications: Integration, Properties and Devices". Thèse de doctorat n. 2086, EPFL, Suisse. 1999.
- R.2.3 H. P. Loebel, M. Klee, C. Metzmacher, W. Brand, R. Milsom et P. Lok. "Piezoelectric thin AlN film for bulk acoustic wave (BAW) resonators" Materials Chemistry and Physics, Vol. 79, pp. 143-146, 2003.
- R.2.4 S.-H. Kim, J.-S. Lee, H.-C. Choi et Y.-H. Lee. "The Fabrication of Thin-Film Bulk Acoustic Wave Resonators Employing a ZnO/Si Composite Diaphragm Structure Using Porous Silicon Layer Etching". IEEE Electron Device Letters, pp. 113-115, 1999.
- R.2.5 H. P. Loebel, M. Klee, O. Wunnicke, R. Kiewitt, R. Dekker et E. v. Pelt. "Piezoelectric AlN and PZT films for micro-electronic applications". Proceedings of Ultrasonics Symposium, vol.: 2, pp.:1031– 1036, 1999.
- R.2.6 K. Nakamura, T. Tokiwa et Y. Kawamura. "Domain structures in KNbO₃ crystals and their piezoelectric properties". Journal of Applied Physics, vol.: 91, n.: 11, pp.: 9272-9276. 2002.
- R.2.7 Roman Lanz: Piezoelectric thin films for bulk acoustic wave resonator applications : from processing to microwave filters, Thèse EPFL, no 2991 (2004)
- R.2.8 P. Muralt, J. Antifakos, M. Cantoni, R. Lanz, F. Martin, Is there a better material for thin film BAW applications than AlN? IEEE Ultrasonics Symposium, pp.315-320, 2005
- R.2.9 Shoji Kakio, Tatsunori Suzuki, Hajime Kurosawa and Yasuhiko Nakagawa, Highly (110)-Oriented Potassium Niobate Thin Films Prepared by RF-Magnetron Sputtering, IEEE Ultrasonics Symposium, 1405-1408 (2007)
- R.2.10 Li, C.-Z. Zhang, H.-Y. Chang, Y.-C. Zhang, W.-P. Liu, Y., Dielectric breakdown of PZT ferroelectric ceramics Properties and Applications of Dielectric Materials, page(s): 198-201 vol.1, 1988.
- R.2.11 Shengtao Li, Jianying Li, Fuyi Liu, M A Alim and G Chen: The dimensional effect of breakdown field in ZnO varistors, J. Phys. D: Appl. Phys. 35 (2002) 1884–1888
- R.2.12 Thèse de Mohamed Sennour :Apport de la microscopie électronique en transmission et de la spectroscopie EELS à la caractérisation de nitrures (AlN, CrN) dans le fer et l'alliage Fe-Cr, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2002
- R.2.13 J.K. LIU, K.M. LAKI and K.L. WANG, Journal of Applied Physics, vol. 46, pp. 3703-3706, (1975).
- R.2.14 H.A. WRIEDT, Binary Alloy Phase Diagrams, ASM International, vol. 1, pp. 135, (1886).
- R.2.15 F. CLERGUE-ANSART, Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, n°103 (15 décembre 1992).
- R.2.16 J. B. Lee, J. P. Jung, M.-H. Lee, J.-S. Park. "Effects of bottom electrodes on the orientation of AlN films and the frequency responses of resonators in AlN-based FBARs". Thin Solid Films – Elsevier, n.: 447-448, pp.: 610-614. 2004.
- R.2.17 T. Yokoyama, T. Nishihara, S. Taniguchi, M. Iwaki, Y. Satoh, M. Ueda et T. Miyashita. "New Electrode Material for Low-loss and High-Q FBAR Filters". IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, pp.: 429-432. 2004.
- R.2.18 Corinne Bourgès Monnier Propriétés du molybdène et des alliages à base de molybdène, techniques de l'ingénieur (1998)
- R.2.19 Reeder, T.M.; Winslow, D.K.: Characteristics of Microwave Acoustic Transducers for Volume Wave Excitation, IEEE Trans. Microwave theory tech. 17, Page(s): 927- 941 (1969)
- R.2.20 M. T. Wauk and D. K. Winslow, Appl. Phys. Lett.13, 286 (1968)

- R.2.21 S.T. Strite and H. Morkoç, "GaN, AlN, and InN: A Review", Journal of Vacuum Science and Technology, Vol. B10, pp. 1237-1266.(1992)
- R.2.22 S. Rossi Salmagne and W. Mönch, Growth of AlN Films on Ga- and As-Rich GaAs(001) Surfaces, Surf. Sci. 331-333 (1995) 937
- R.2.23 P. B. Berry and R. F. Rutz, Appl. Phys. Lett. 33,319 (1978)
- R.2.24 A. Chin, C.H. Lai, B.F. Hung, C.F. Cheng, S.P. McAlister, Z. Chunxiang, Li Ming-Fu, K. Dim-Lee: A novel program-erasable high-k AlN capacitor with memory function, Non-Volatile Memory Technology Symposium,18–23 (2004)
- R.2.25 D. Liufu, K. C. Kao, Piezoelectric, dielectric, and interfacial properties of aluminum nitride films, J. Vac. Sci. Technol. 16, 2360 (1998)
- R.2.26 M. González, A. Ibarra: The dielectric behaviour of commercial polycrystalline aluminium nitride, Diamond and Related Materials 9, 467 (2000)
- R.2.27 M. Tanase, C. Morosanu, V. Dumitru, L. Tugulea, N. Tomozeiu: Electrical properties of sandwich structures with aluminum nitride layers, Semiconductor Conference, Vol.1, 221 - 224 (1998)
- R.2.28 F. Breit, D. Malec, T. Lebey, S. Agnel and A. Toureille, Annual report Conference on electrical insulation and dielectric phenomena,71 – 74 (2001)
- R.2.29 R. W. Francis, W. L. Worrell: High-temperature electrical conductivity of aluminium nitride, J. Electrochem. Soc.123, 430 (1976)
- R.2.30 V. Talyansky, R. D. Vispute, R. Ramesh, R. P. Sharma, T. Venkatesan, Y. X. Li, L. G. Salamanca-Riba, M. C. Wood, R. T. Lareau, K. A. Jones and A. A. Iliadis: Fabrication and characterization of epitaxial AlN/TiN bilayers on sapphire, Thin Solid Films 323, 37 (1998)
- R.2.31 Robert Fournié, Roland Coelho : Diélectriques, Bases théoriques, Techniques de l'ingénieur, D2300
- R.2.32 Yvan Segui, Diélectriques, Courants de conduction, Techniques de l'ingénieur, D2301,2000
- R.2.33 Kwan Chi Kao, Dielectric Phenomena In Solids: Academic Press 1st edition (2004)
- R.2.34 V. Adamec Koll. Z.Z. Polym. 249, 1089 (1971)
- R.2.35 D. K. Das Gupta and K. Joyner: A study of absorption currents in polypropylene, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol.9 (1976)
- R.2.36 H. J. Wintle: Decay of Excess Charge in Dielectrics Having Shorted Electrodes , J. Appl. Phys. 42, 4724 (1971)
- R.2.37 H. J. Wintle, Absorption current, dielectric constant, and dielectric loss by the tunnelling mechanism, J. Appl. Phys. 44, 2514 (1973)
- R.2.38 R. H. Walden: A Method for the Determination of High-Field Conduction Laws in Insulating Films in the Presence of Charge Trapping, J. Appl. Phys. 43, 1178 (1972)
- R.2.39 H. J. Wintle: Absorption currents and steady currents in polymer dielectrics, J. Non-Cryst. Solids, 15,471 (1974)
- R.2.40 J. E. Lewis and M. Edris: Photoconductivity studies on bis[catena-poly(methylarsenic), Phys. Rev. B 12, 4231- 4237 (1975)
- R.2.41 V. Ademac , Kolloid Z.Z Polymer 237, 219 (1970)
- R.2.42 A. Thielen, J. Niezette, G. Feyder, J. Vanderschueren: Characterization of polyester films used in capacitors. II. Effects of heat treatments on transient and steady-state charging currents in polyethylene terephthalate thin films, J. Appl. Phys.76, 4689-4695 (1994)
- R.2.43 D. Mangalaraj, M. Radhakrishnan and C. Balasubramanian: Dielectric and AC conduction properties of ion plated aluminium nitride thin films, J. Phys. D: Appl. Phys., 15, 467-472 (1982)
- R.2.44 J.R. Jameson, W. Harrison, P. B. Griffin, J. D. Plummer, and Y. Nishi: A semiclassical model of dielectric relaxation in glasses, J. Appl. Phys. 100, 124104 (2006)
- R.2.45 John C. Schug, A. C. Lilly, Jr., and D. A. Lowitz: Schottky Currents in Dielectric Films, Phys. Rev. B 1, 4811 (1970)
- R.2.46 J. Vanderschueren and J. Gasiot, "Thermally Stimulated Relaxation in Solids, Topics in

- Appl. Phys" edited by P.Braunlich Springer Verlag, Berlin (1979)
- R.2.47 J. Menegotto, Ph. Demont and C. Lacabanne, Secondary Dielectric b Relaxation in Amorphous Poly(Ethylene Terephthalate) : Combined Thermally Stimulated and Isothermal Depolarization Current Investigations, Polymer, 2001, 42, 4375-4383.
- R.2.48 A. Otto, Z. Phys. 216, 398 (1968)
- R.2.49 E. Kretschmann, H. Raether and Z. Naturforsch, A 23, 2135 (1968)
- R.2.50 N. Rochat, A. Chabli, F. Bertin, M. Olivier, C. Vergnaud, and P. Mur: Attenuated total reflection spectroscopy for infrared analysis of thin layers on a semiconductor substrate, J. Appl. Phys. 91, 5029-5034 (2002)
- R.2.51 V. M. Bermudez: Thin Solid Films 347,195-200 (1999)
- R.2.52 Z. X. Bi, Y. D. Zheng, R. Zhang, S. L. Gu, X. Q. Xiu, L. L. Zhou, B. Shen, D. J. Chen and Y. Shi: Dielectric properties of AlN film on Si substrate, Journal of Materials Science 15, 317 (2004)
- R.2.53 Y. Inuishi, T. Nakajima, K. Kawabe and M. Idea: Dielectric Phenomenology, ed. Institute of Electrical Engineers of Japan (1973)
- R.2.54 T. Horikawa, T. Makita, T. Kuroiwa, N. Mikami: Dielectric relaxation of (Ba, Sr)TiO₃ thin films, Japanese J. Appl. Phys. 34, 5478 (1995)
- R.2.55 J. D. Baniecki, R. B. Laibowitz, T. M. Shaw, P. R. Duncombe, D. A. Neumayer, D. E. Kotecki : Dielectric relaxation of Ba_{0.7}Sr_{0.3}TiO₃ thin films from 1 mHz to 20 GHz, Appl. Phys. Lett 72, 498 (1998)
- R.2.56 J. G. Simmons and G. W. Taylor: Dielectric Relaxation and Its Effect on the Isothermal Electrical Characteristics of Defect Insulators, Phy. Rev.B 6, 4793 (1972)
- R.2.57 D. Mangalaraj, M. Radhakrishnan, C. Balasubramanian and A. R. Kasilingam: Current-voltage characteristics of aluminium nitride films formed by RF glow discharge, J. Phys. D: Appl. Phys. 13, L101-L105 (1980)
- R.2.58 R. D. Vispute, H. Wu, and J. Narayan, Appl. Phys. Lett. 67, 1549 (1995)
- R.2.59 M. Morita, K. Tsubouchi and N. Mikoshiba : Electronic Conduction in Epitaxial Aluminum Nitride Films on Silicon, Japanese J. Appl. Phys 21, 728 (1982)
- R.2.60 R. E. Hummel: Electronic Properties of Materials 2nd Edition, Springer-Verlag (1992)
- R.2.61 J. E. Bauerle, Journal of Physics and Chemistry of Solids 30, 2657 (1969)
- R.2.62 R. H. Fowler and L. W. Nordheim, Proc. R. Soc. London, Ser. A 119, 173 (1928)
- R.2.63 D.R. Lamb, Electrical Conduction Mechanisms in Thin Insulating Films, Methuen and Co Ltd, London (1967)
- R.2.64 J. G. Simmons: Phys. Rev. 155, 657 (1967)
- R.2.65 H. Carchano, M. Valentin, Thin Solid Films 30, 335 (1975)
- R.2.66 J. Antula, Solid State Electron 14, 643 (1971)
- R.2.67 N. F. Mott, Philos. Mag. 24, 911 (1971)
- R.2.68 R. Capan, N. B. Chaure, A. K. Hassan and A. K. Ray, Semicond. Sci.Technol. 19, 198 (2004)
- R.2.69 J. M. Khoshman, A. Khan and M. E. Kordesch: Optical properties of sputtered amorphous beryllium nitride thin films, J. Appl. Phys. 101, 103532 (2007)
- R.2.70 Tompkins H G and McGahan W A 1999 Spectroscopic Ellipsometry and Reflectometry: A User's Guide (New York: Wiley)
- R.2.71 M. T. Othman, J. A. Lubguban, A. A. Lubguban, S. Gangopadhyay, R. D. Miller, W. Volksen, and H.-C. Kim, Characterization of porous low-k films using variable angle spectroscopic ellipsometry ,J. Appl. Phys. 99 083503 (2006)
- R.2.72 L. F. Jiang, W. Z. Shen, H. Ogawa and Q. X. Guo, J. Appl. Phys.94, 5704 (2003)
- R.2.73 J. Robertson and B. Falabretti: J. Appl. Phys.100,14111 (2006)
- R.2.74 X. W. Wang, C. T. Chan, K. M. Ho and W. Weber, Physical review letters, Vol. 60,2066 (1988)
- R.2.75 F. Engelmark, J. Westlinder, G. F. Iriarte, I. V. Katardjiev, J. Olsson, IEEE Trans. on Elec.

- Dev., Vol. 50, 1214-1219 (2003)
- R.2.76 T. Ouisse, H. P. D. Schenk, S. Karmann and U. Kaiser, Mater. Sci. Forum. 264, 1389 (1988)
- R.2.77 C. J. Mathai, M. R. Anantharaman, S. Venkitachalam and S. Jayalekshmi, Thin Solid Films, Vol. 416, 10–15 (2002)
- R.2.78 A. K. Jonscher, J. Phys. C: Solid St. Phys. 3, 1159 (1970)
- R.2.79 A. K. Jonscher, J. Phys. C: Solid St. Phys. 4, 1331 (1971)
- R.2.80 Salvatore Lombardo, James H. Stathis, Barry P. Linder, Kin Leong Pey, Felix Palumbo and Chih Hang Tung: Dielectric breakdown mechanisms in gate oxides, Applied Physocs Reviews, JAP 98, 121301 (2005)
- R.2.81 G. A. Vorob'ev, Mechanisms of Dielectric Breakdown and Forming in a Metal–Dielectric–Metal System, Russian Physics Journal, Vol. 46, No. 2, pp.213-214, 2003
- R.2.82 J. H. Stathis, Percolation models for gate oxide breakdown, J. Appl. Phys. 86, 5757 (1999)
- R.2.83 J. Suñé: IEEE Elec. Dev. Lett. 22, 296 (2001)
- R.2.84 P. Zurcher, P. Alluri, P. Chu, A. Duvallet, C. Happ, R. Henderson, J. Mendonca, M. Kim, M. Petras, M. Raymond, T. Rimmel, D. Roberts, B. Steimle, J. Stipanuk, S. Straub, T. Sparks, M. Tarabbia, H. Thibieroz, and M. Miller, Integration of Thin Film MIM Capacitors and Resistors into Copper Metallization based RF-CMOS and Bi-CMOS Technologies, Electron Devices Meeting, 2000. Intern. Electron. Devices Meeting, Technical Digest. 153 – 156 (2000)
- R.2.85 H. Hang; Zhu, Chunxiang; Yu, Xiongfei; Chin, A.; Li, M. F.; Cho, Byung Jin; Kwong, Dim-Lee; Foo, P. D.; Yu, Ming Bin; Liu, Xinye; Winkler, J., MIM Capacitors Using Atomic-Layer-Deposited High-K (HfO₂)_{1-x} (Al₂O₃)_x Dielectrics, IEEE Electron Device Letters, 24(2),60-62 (2003)
- R.2.86 S. Blonkowski, M. Regache, A. Halimaoui, Investigation and modeling of the electrical properties of metal–oxide–metal structures formed from chemical vapor deposited Ta₂O₅ films. Journal of Applied Physics, 90 (3), 1501-1508 (2001)
- R.2.87 E. Defay et al., High pass filter with above IC integrated SrTiO₃ high K MIM capacitors. Solid-State Electronics, 51, 1624–1628 (2007)
- R.2.88 A. F. Devonshire, Theory of Barium Titanate. Philosophical Magazine, 40, 1040 (1949)
- R.2.89 85-A.K. Tagantsev, V.O. Sherman, K.F. Astafiev, J. Venkatesh, N. Setter, Ferroelectric Materials for Microwave Tunable Applications. Journal of Electroceramics, 11, 5–66 (2003)
- R.2.90 W. Cochran, Crystal Stability and the Theory of Ferroelectricity. Advances in Physics, 9 (36), 387 – 423 (1960)
- R.2.91 C. Zinck, E. Defay, A. Volatier, G. Caruyer, D. Tanon-Pellissier, and L. Figuiere, 14th IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectrics, ISAF (2004), p. 29.
- R.2.92 Janine Conde and Paul Mural, Characterization of Sol-Gel Pb(Zr_{0.53}Ti_{0.47})O₃ in Thin Film Bulk Acoustic Resonators, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 55, no. 6, 2008, pp.1373-1379.
- R.2.93 Alexandre Volatier, Emmanuel Defay, Marc Aid, Amy N'hari, Pascal Ancey and Bertrand Dubus, Switchable and tunable strontium titanate electrostrictive bulk acoustic wave resonator integrated with a Bragg mirror, Appl. Phys. Lett., 92, 032906 (2008)
- R.2.94 K. Morito, Y. Iwazaki, T. Suzuki, and M. Fujimoto, J. Appl. Phys. 94, 5199 (2003).
- R.2.95 S. Tappe, U. Böttger, and R. Wasser, Appl. Phys. Lett. 85, 624, (2004).
- R.2.96 B. Ivira, A. Reinhardt, E. Defay, M. Aid: Integration of Electrostrictive Ba_{0.7}Sr_{0.3}TiO₃ thin films into bulk acoustic wave resonator for RF-frequency tuning under DC bias, Frequency Control Symposium, 2008 IEEE International, pp. 254-258.
- R.2.97 Mason, W.P, Piezoelectric Crystals and Their Application to Ultrasonics. Publisher: D. Van Nostrand Company, Inc. – Princeton - New Jersey (USA), 289 (1950)
- R.2.98 Kenji Uchino :Piezoelectric Actuators and Ultrasonic Motors Kluwer Academic Publishers, ISBN 0-7923-9811-4 (1997)

- R.2.99 Bu ,G., Ciplys, D., Shur, M., Schowalter, L. J., Schujman, S., Gaska, R., Appl. Phys. Lett. 84 (23), 4611 (2004)
- R.2.100 Devos, A., Cote, R., Caruyer, G., Lefevre, A., Appl. Phys. Lett. 86 (21), 211903 (2005)
- R.2.101 Dubois, M.A., Muralt, P., Sens. Act. A 77, 106 (1999)
- R.2.102 IEEE Standard on Piezoelectricity, ANSI/IEEE Std 176-1987
- R.2.103 Defay, E., Zinck, C., Malhaire, C., Baboux, N., Barbier, D., Rev. Scient. Instrum. 77 (10), 103903 (2006)
- R.2.104 R. Yimnirun, P.J. Moses, R.E. Newnham, R. J. Meyer Jr., Electrostrictive Strain in Low-Permittivity Dielectrics, Journal of Electroceramics, 8, 87 (2002)
- R.2.105 T.M.Shaw, Z. Suo, M. Huang, E. Liniger, R. B. Laibowitz, J. D. Baniecki : the effect of stress on the dielectric properties of barium strontium titanate thin films APL 75,14 (1999).
- R.2.106 Stéphane Bécu: Etude des nonlinéarités de permittivité de diélectriques utilisés en microélectronique. Application aux capacités MIM, thèse de doctorat de l'Université de Provence - Aix-Marseille I (2006)
- R.2.107 C. J. F. Bottcher. Theory of electric polarization, volume 2. Amsterdam, New York, 1978
- R.2.108 Jeffrey A. Babcock, Scott G. Balster, Angelo Pinto, Christoph Dirnecker, Philipp Steinmann, Reiner Jumpertz, and Badih El-Kareh: Analog Characteristics of Metal–Insulator–Metal Capacitors Using PECVD Nitride Dielectrics IEEE electron device letters vol .22, No. 5, MAY 2001
- R.2.109 John H. Barrett, Dielectric Constant in Perovskite Type Crystals, Physical Review – (Volume 86, Issue 1) pp. 118-120 (1952)
- R.2.110 J. C. Slater, The Lorentz Correction in Barium Titanate, Physical Review,1950, Volume 78, Issue 6, pp.748-761
- R.2.111 S. Blonkowski, App. Phy. Lett 91, 172903 (2007)]
- R.2.112 A. G. Cockbain and P. J. Harrop. The temperature coefficient of capacitance. Brit. J. Appl. Phys., 1(2) :1109–1115, 1968.
- R.2.113 P. J. Harrop. Dielectrics. Butterworths, Londres, 1972.
- R.2.114 A. J. Bosman and E. E. Havinga. Temperature dependence of dielectric constants of cubic ionic compounds. Physical Review, 129(4) :1593–1600, 1963.
- R.2.115 F. Ninio. Field dependence of the electric susceptibility of ionic crystals. Physical Review, 126(3): 962–965, 1962.
- R.2.116 S. Blonkowski, M. Regache, and A. Halimaoui. Non-linear dielectric properties of metal–amorphous-tantalum pentoxide–metal structures. Journal of non-crystalline solids, 303: 108–113, 2002.
- R.2.117 C. Zhu, H. Hu, X. Yu, S. J. Kim, A. Chin, M. F. Li, B. J. Cho, and D. L. Kwong. Voltage and temperature dependence of capacitance of high-k HfO2 MIM capacitors : A unified understanding and prediction. In Technical Digest of the International Electron Devices Meeting, 2003.
- R.2.118 C. Thomsen, J. Strait, Z. Vardeny, H.J. Maris, J. Tauc, and J.J. Hauser. Coherent phonon generation and detection by picosecond light pulses. Physical Review Letters, Vol. 53, N°10, 1984
- R.2.119 Patrick Emery : L'Acoustique Picoseconde Colorée : l'outil métrologique qu'attendait la technologie BAW, Thèse de doctorat de l'université des Sciences et Technologies de Lille (2007)
- R.2.120 P. Emery, G. Caruyer, R. Vélard, N. Casanova, P. Ancey and A. Devos: Picosecond Ultrasonics : An original tool for physical characterization of Bragg reflectors in bulk acoustic wave resonators, 2005 IEEE Ultrasonics Symposium, pp.906-909.
- R.2.121 S. Blonkowski, E. Defay, and X. Biquard, Sign of the nonlinear dielectric susceptibility of amorphous and crystalline SrTiO3 films, PHYSICAL REVIEW B 79, 104108 (2009)
- R.2.122 Frederick Wooten: Optical Properties of Solids. New York City: Academic Press, ISBN 0127634509 (1972).
- R.2.123 A. Devos, J.-F. Robillard, R. Côte and P. Emery: High-laser-wavelength sensitivity of the

- picosecond ultrasonic response in transparent thin films, PHYSICAL REVIEW B 74, 064114 (2006)
- R.2.124 M. Z. Born, Phys.,1, 45 (1920)

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Introduction du chapitre 3 :

Dans la partie précédente, on a étudié la variation de la capacité Mo/AlN/Mo qui constitue la partie active du résonateur BAW. Cette étude a permis de mettre en évidence plusieurs phénomènes et d'expliquer théoriquement la plupart de ces phénomènes. Ceci offre un grand intérêt pour la suite de l'étude des composants BAW, dans la mesure où la majorité des phénomènes observés avec la structure MIM restent observables lors de l'étude du résonateur, ce qui aide à comprendre le comportement du résonateur. Dans la continuité de ce même principe, une bonne compréhension de la stabilité et de la fiabilité des dispositifs finaux (filtres ou oscillateurs BAW) nécessite une étude approfondie du résonateur isolé. Ces éléments font l'objet de la partie développée ci-dessous.

Le sujet de cette thèse porte sur l'analyse de la technologie SMR, cependant, plusieurs résultats et modèles développés peuvent être étendus à la technologie FBAR sous réserve de quelques ajustements nécessaires.

Le SMR étudié est constitué d'une couche piézoélectrique d'AlN d'épaisseur 1,25 μm , obtenue par pulvérisation cathodique réactive en mode pulsé d'une cible d'aluminium en présence d'argon et d'azote. Le matériau AlN ainsi obtenu est stœchiométrique et de très bonne texturation suivant l'axe cristallographique C.

Les deux électrodes de Molybdène d'épaisseur 200nm sont également déposées par pulvérisation cathodique à partir d'une cible massive de molybdène. Deux types de miroir de Bragg sont utilisés pour les dispositifs SMR dans le cadre de l'étude : le miroir de Bragg SiN/SiOC (qu'on notera SMR1) et le miroir de Bragg W/SiO₂ (qu'on notera SMR2). Pour le miroir de Bragg SiN/SiOC, les couches sont déposées par **PECVD** (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) à des températures inférieures à 450°C. Le « SiN » est la couche de forte impédance acoustique et le « SiOC » celle de faible impédance acoustique.

Le dispositif disponible pour l'étude comprend un réflecteur de Bragg en configuration $\lambda/4$ constitué de quatre couches. Les épaisseurs respectives de ces couches sont calculées en fonction de la longueur d'onde à réfléchir et de la vitesse acoustique dans chacune des couches.

Pour le miroir de Bragg « W/SiO₂ » le SiO₂, qui joue le rôle de matériau à faible impédance acoustique, est déposé également par PECVD. Le film de tungstène « W » qui joue le rôle de forte impédance acoustique, est déposé par pulvérisation cathodique. Les résultats obtenus ne dépendent généralement pas de la nature du réflecteur de Bragg utilisé. C'est pour cette raison qu'on ne mentionne la combinaison utilisée pour l'isolation acoustique que lorsque l'on juge nécessaire d'en parler. Par défaut, les résonateurs étudiés sont des SMR1, dont l'épaisseur de la couche d'AlN est de 1,25 μm . Les résonateurs présentent une résonance autour de 2GHz et une antirésonance au voisinage

de 2,1GHz. Plus de détails concernant les dispositifs étudiés sont fournis au début de chaque partie de ce chapitre. Dans un premier temps on s'intéresse à la variabilité des paramètres clefs du SMR suite à l'application d'une forte sollicitation telle qu'un champ électrique, une contrainte mécanique, une forte puissance RF ou des tests environnementaux. La tenue de l'AlN sous champ électrique a été étudiée dans une partie précédente. Dans la partie qui suit, on étudie l'effet d'une forte sollicitation électrique sur le SMR et sur les paramètres de fonctionnement d'un résonateur.

I. Etude des propriétés d'un résonateur BAW sous une tension continue :

I.1. Introduction:

Les résonateurs électromécaniques en général, et les résonateurs BAW en particulier, sont largement utilisés dans les applications de télécommunications telles que le traitement du signal et le filtrage dans les gammes de fréquence autour du gigahertz. Ceci est dû aux avantages et aux propriétés intéressantes qu'ils présentent pour de telles applications^[R.3.1-R.3.4]. En effet, comparée aux technologies micro-ondes classiques, la technologie BAW réunit de nombreux avantages qui sont principalement la miniaturisation, la réduction du coût (grâce à l'utilisation des procédés standards de la microélectronique), la compatibilité avec le processus de fabrication des semi-conducteurs, une meilleure tenue en puissance, une accordabilité en fréquence assez prometteuse et un bon facteur de qualité (>1000)^[R.3.2-R.3.4]. Cette technologie a vu ses performances s'accroître sensiblement au cours des deux dernières décades et, récemment, ses applications ont été étendues à de nombreux domaines technologiques émergents tels que les oscillateurs pour des bases de temps^[R.3.5-R.3.9]. L'objectif dans ce cas consiste à remplacer les oscillateurs à quartz limités en fréquence et en miniaturisation, qui deviennent, à plus haute fréquence, de plus en plus coûteux en termes de consommation et bruit de phase. Cependant, ces oscillateurs à quartz représentent malgré tout une grande part du marché des synthétiseurs de fréquence^[R.3.10-R.3.12]. Les autres solutions commercialisées pour remplacer le quartz^[R.3.16], bien qu'elles offrent un potentiel de miniaturisation, ne répondent pas toujours aux exigences de faible consommation qui sont celles, par exemple, des systèmes sans fil. Les oscillateurs à base de résonateur BAW montrent des performances supérieures en termes de consommation et bruit de phase par rapport aux oscillateurs CMOS par exemple^[R.3.10-R.3.13]. Ces résultats assez encourageants ne doivent pas cacher d'autres défis à surmonter, relatifs notamment aux nouvelles exigences assez sévères en termes de stabilité de la fréquence de résonance requise pour concurrencer le quartz. En effet, pour l'application base de temps, les performances et la fiabilité du résonateur sont déterminées en premier lieu par la stabilité de sa fréquence de résonance vis-à-vis des éventuelles variations des différents paramètres de fonctionnement et des conditions environnementales telles que l'accélération du vieillissement, la contrainte, le champ électrique et la température^[R.3.14-R.3.15]. Dans ce contexte, il a été démontré que, pour la plupart de ces résonateurs, la fréquence de résonance est très dépendante de la température^[R.3.17-R.3.18]. Cette dépendance s'explique par les dépendances, aussi faibles soient elles,

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

de la constante élastique de la couche piézoélectrique, de la masse volumique, et des dimensions géométriques des couches qui constituent le résonateur^[R.3.17]. En outre, les différences entre les valeurs des coefficients de dilatation thermique des couches empilées entraînent une variation de la contrainte interne dans l'empilement lorsque la température varie et entraînent en conséquence la variation de la fréquence de résonance du dispositif.

De plus, les essais environnementaux effectués sur nos résonateurs ainsi que ceux de B. Ivira^[R.3.17,R.3.19] et ceux de Lakin^[R.3.48] montrent que des décalages, variables en fréquence, sont observés suite à ces tests, y compris pour des dispositifs conçus pour être compensés en température^[R.3.48]. En se fondant sur ces résultats, on peut s'attendre à observer des décalages en fréquence analogues (de l'ordre de quelques dizaines de ppm) lorsqu'on effectue les tests de fiabilité sur les BAW pour les bases de temps. Ceci peut aussi constituer une source d'instabilité de la fréquence du résonateur et un problème plus ou moins important en fonction des applications envisagées qui doit être résolu avant l'industrialisation des BAW utilisables dans des oscillateurs.

Par ailleurs, les évolutions inévitables dues au vieillissement du résonateur avec le temps, à la dégradation de ses performances du fait des réactions lentes telles que la diffusion des électrodes et des impuretés, à la recristallisation, aux réactions chimiques lentes à l'interface électrode/couche piézoélectrique ne peuvent pas être corrigées par l'ajout d'étapes technologiques^[R.3.14]. Une solution possible consiste à compenser le résultat de ces évolutions en générant une variation égale et de signe opposé, de façon à conserver la fréquence de résonance inchangée. Cette démarche se révèle possible si l'on exploite de manière appropriée la dépendance de la fréquence de résonance observée pour des dispositifs piézoélectriques en fonction de la tension appliquée. Cet effet est quantifié par ce qu'on appelle le coefficient de variation de la fréquence en fonction de la tension (**VCF**). Des études antérieures ont mis en évidence la variation de la résonance de résonateurs BAW sous l'effet d'un champ électrique continu appliqué sur les électrodes pour plusieurs matériaux piézoélectriques^[R.3.20-R.3.26]. L'intention première de la plupart de ces études était d'exploiter cette propriété dans la conception des filtres accordables construits avec des résonateurs BAW^[R.3.26-R.3.27]. Cette démarche se heurte à un obstacle dans le cas des BAW utilisant l'AlN comme couche piézoélectrique, car ce matériau présente un faible VCF de l'ordre de -20ppm/V, comparé à d'autres matériaux piézoélectriques tels que le PZT qui présente un VCF de l'ordre de 1500ppm/V^[R.3.24]. Toutefois, la linéarité de la courbe de la fréquence en fonction de la tension appliquée pour l'AlN constitue un avantage important. Cette linéarité peut être utilisée avec profit pour corriger le décalage de fréquence dû à la température en appliquant une tension continue, ou pour envisager d'autres applications, comme la détection et la mesure d'un champ électrique statique^[R.3.18]. Elle peut être également exploitée pour compenser partiellement le vieillissement du résonateur piézoélectrique et peut donc offrir une solution pour maintenir la stabilité de la fréquence dans le temps d'un oscillateur à base de BAW en AlN. Dans le cas des BAW, cet effet n'a pas été bien étudié et la littérature ne fournit que des résultats expérimentaux sans détailler leur explication physique. Cette compréhension physique

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

constitue l'objectif de cette première partie concernant l'étude du résonateur. En partant des résultats expérimentaux obtenus avec nos résonateurs, notre objectif est de fournir une interprétation phénoménologique ainsi qu'une mise en équation de la variation observée en fonction de la tension appliquée, non seulement pour la fréquence de résonance mais aussi pour les principaux paramètres du résonateur, c'est-à-dire les fréquences de résonance et d'antirésonance ainsi que le coefficient de couplage effectif. Au-delà de l'intérêt scientifique que suscite une meilleure compréhension du phénomène, il est intéressant d'exprimer la variation due à ce phénomène en fonction des variations des constantes du matériau, afin d'en tenir compte dans les simulations électro-acoustiques. Afin de faciliter la lecture de ce manuscrit, les notations suivantes sont considérées. Les axes x , y and z sont indexés respectivement par 1, 2 et 3. E , D , S et T représentent respectivement le champ électrique, le déplacement électrique, la déformation et la contrainte mécanique. Les notations X^E , X^D , X^S et X^T signifient respectivement que le coefficient est mesuré ou défini à champ électrique constant, à déplacement électrique constant, à déformation constant ou à contrainte constante.

En tenant compte de la faible épaisseur de la couche piézoélectrique, i.e. l'AlN, le champ électrique peut être considéré homogène avec une seule composante suivant z : $\vec{E} = E_3 \vec{z}$, où E_3 est le champ macroscopique défini comme suit :

$$E_3 = \frac{-V_{DC}}{e_{AlN}} \quad (Eq.3-1)$$

où e_{AlN} est l'épaisseur de la couche d'AlN et V_{DC} la différence de potentiel entre l'électrode supérieure et l'électrode inférieure. $[\epsilon_{ij}]$ et $[\beta_{ij}]$ sont les matrices de permittivité et d'imperméabilité du matériau. Elles sont reliées par la relation suivante :

$$[\epsilon_{ij}] = [\beta_{ij}]^{-1} \quad (Eq.3-2)$$

k_t^2 , f_r , f_a et C_0 sont respectivement le coefficient de couplage effectif, la fréquence de résonance, d'antirésonance et la capacité clampée du résonateur.

VCX est le coefficient de variation relative de X par volt défini par la relation:

$$VCX = \frac{\left(\frac{\partial X}{\partial V_{DC}} \right)_{V_{DC}=0}}{X(0)} \quad (Eq.3-3)$$

d_{ij} , e_{ij} et h_{ij} sont les coefficients piézoélectriques définis comme suit :

$$d_{ij} = \left(\frac{\partial S_i}{\partial E_j} \right)^T, e_{ij} = \left(\frac{\partial D_i}{\partial S_j} \right)^E \text{ et } h_{ij} = \left(\frac{-\partial E_i}{\partial S_j} \right)^D$$

$[h_{ij}]$ et $[e_{ij}]$ sont les matrices des coefficients piézoélectriques. Elles ont la même forme que la matrice $[d_{ij}]$ et peuvent donc être écrites en remplaçant simplement les coefficients d_{ij} par h_{ij} ou e_{ij} ^[R.3.28].

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Il est important ici de rappeler le formalisme de la piézoélectricité le mieux adapté à notre étude, et qui sera utilisé par la suite :

$$E = \beta^S D - hS \quad (Eq.3-4)$$

$$T = C^D S - h^t D \quad (Eq.3-5)$$

Où h^t est la matrice transposée de la matrice h et C^D le tenseur des constantes élastiques du matériau à charge constante^[R.3.28].

En effet, le problème étudié est très similaire à une couche résonante comprise entre deux électrodes très fines en mode extension d'épaisseur (TE). Dans cette configuration, on utilise souvent S et D comme variables. Ce formalisme présente l'avantage de donner les expressions les plus simples pour le mode TE. Dans ce cas, si l'on considère un champ uniquement suivant z , les équations générales données au plus haut se simplifient pour donner :

$$E_3 = \beta_{33}^S D_3 - h_{31}(S_1 + S_2) - h_{33}S_3 \quad (Eq.3-6)$$

$$T_3 = C_{13}^D(S_1 + S_2) + C_{33}^D S_3 - h_{33}D_3 \quad (Eq.3-7)$$

Dans le formalisme choisi, le coefficient de couplage électromécanique k_t^2 pour une couche mince en vibration suivant le mode TE peut être défini en fonction des coefficients mécanique, diélectrique et piézoélectrique du matériau de la façon suivante:

$$k_t^2 = \frac{h_{33}^2 \epsilon_{33}^S}{C_{33}^D} = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^S} \quad (Eq.3-8)$$

Finalement, dans cette étude on considère que les déformations en cisaillement sont négligeables et donc : $S_4=S_5=S_6=0$.

I.2. Protocole expérimental:

La structure de base du résonateur BAW étudié est une couche piézoélectrique d'AlN prise en sandwich entre deux électrodes fines de Molybdène et qui représente la partie active du résonateur. Afin de limiter les pertes acoustiques vers le substrat, la partie active du résonateur est montée sur un miroir acoustique qui l'isole du substrat^[R.3.29]. Le dispositif étudié est un SMR avec deux paires de bicouches SiN/SiOC utilisées pour réaliser le réflecteur de Bragg. La **FIG.3-1** donne un schéma de la section du dispositif étudié, du montage expérimental et de la convention d'axes adoptée. Les résonateurs étudiés ont des électrodes carrées avec $a=225\mu m$ (où « a » est le côté de l'électrode). La permittivité relative de l'AlN à basse fréquence est mesurée $\epsilon_{r,33}^T = 10,05$ à l'aide d'un impédance mètre (Agilent 4285A) pour $f=700kHz$, $V_{AC} = 100mV$ et $V_{DC} = 0$. Les résonateurs sont caractérisés électriquement en mesurant la réponse en fréquence (paramètres S) à l'aide d'un Analyseur Vectoriel de Réseaux (AVR Agilent Technologies N5230A). Afin d'observer l'effet d'une tension de polarisation continue sur la réponse en fréquence du résonateur, une tension continue délivrée par une

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

source de haute tension externe (Keithley 2400) est superposée, à l'entrée du résonateur par l'intermédiaire d'un « Té » de polarisation, au petit signal de l'analyseur (la puissance pour la mesure est de 0dBm) (**FIG.3-1**).

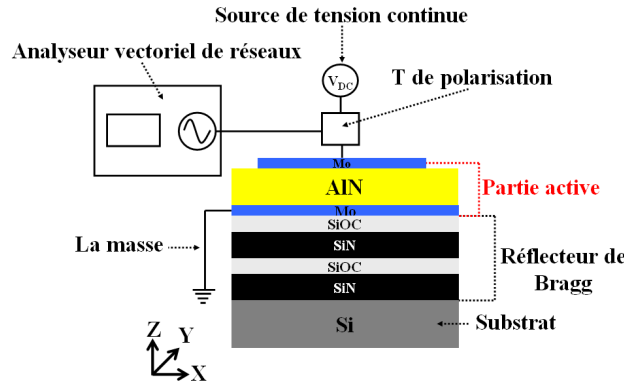


FIG.3-1: Montage expérimental pour l'étude d'un SMR sous tension continue avec la convention d'axes choisie

La procédure de mesure consiste à appliquer la tension continue V_{DC} aux bornes de la partie active du résonateur et à mesurer le paramètre de réflexion S_{11} (partie réelle et imaginaire). Pour améliorer la précision lors de l'extraction des fréquences f_r et f_a , nous exploitons la courbe de phase de Z_{11} (l'impédance d'entrée du résonateur) $\varphi(Z_{11})$ (**FIG.3-2**). En effet, f_r et f_a correspondent aux fréquences pour lesquelles la phase passe par zéro. f_r correspond au premier passage par zéro lorsque la phase passe de -90° à $+90^\circ$ (idéalement) et f_a au deuxième passage par zéro quand la phase bascule de $+90^\circ$ à -90° (idéalement)^[R.3.2]. Les relations de passage entre les paramètres S et les paramètres Z sont connues dans la littérature, on rappelle ici simplement la relation qui nous intéresse dans le cas d'un résonateur à 1 accès :

$$Z_{11} = \left(\frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \right) Z_0 \quad (\text{Eq.3-9})$$

Où Z_0 est l'impédance de référence, considérée ici égale à 50Ω .

La **FIG.3-2** montre un exemple de paramètre S_{11} (en module) et Z_{11} (en phase) pour un BAW SMR. Un balayage de V_{DC} de $-200V$ à $+200V$ est appliqué (c'est-à-dire que le champ E_3 varie de $+1,6MV/cm$ à $-1,6MV/cm$), avec un pas de tension $\Delta V = 20V$. La méthode d'extraction détaillée ci-dessus est appliquée pour chaque valeur de V_{DC} . Une plage de fréquence assez large [$1GHz$, $3,5GHz$] a été choisie pour la mesure du S_{11} afin d'avoir accès à l'impédance du dispositif au voisinage de l'intervalle de résonance i.e. $[f_r, f_a]$, mais également loin de la résonance (pour les fréquences basses et hautes).

Pour obtenir une précision élevée sur la mesure du S_{11} entre f_r et f_a (intervalle dans lequel Z_{11} est sensée varier rapidement), la mesure a été effectuée avec deux pas en fréquence différents : $\Delta f = 7,5kHz$, pour f comprise entre $2GHz$ et $2,15GHz$ (vers f_r et f_a), et $\Delta f = 10MHz$ pour l'étude de l'impédance loin de la résonance (où Z_{11} varie lentement).

L'expression du coefficient de couplage donnée en (Eq.3-8) n'est pas très pratique à exploiter pour l'extraction de ce coefficient à partir des mesures réalisées sur le résonateur.

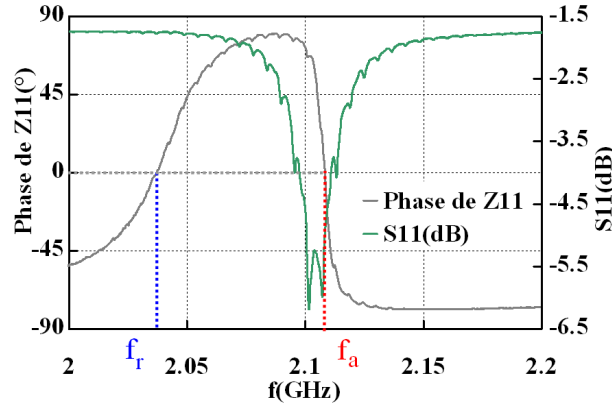


FIG.3-2:Exemple de courbe de phase de Z_{11} et module de S_{11} pour un BAW SMR

En général, on utilise l'expression équivalente du k_t^2 défini à partir de f_r et f_a [R.3.28]:

$$k_t^2 = \frac{\pi}{2} \frac{f_r}{f_a} \tan\left(\frac{\pi}{2} \left(\frac{f_a - f_r}{f_a}\right)\right) \quad (\text{Eq.3-10})$$

Dans le cadre de l'étude actuelle, on s'intéresse principalement à la variation de f_r , f_a et k_t^2 en fonction de V_{DC} . Les mesures du facteur de qualité en fonction du V_{DC} sont très délicates à réaliser et des problèmes de reproductibilité constituent des obstacles difficiles à surmonter.

I.3. Résultats expérimentaux:

Dans un premier temps, les SMR sont caractérisés sans tension appliquée. Pour $V_{DC}=0$, les paramètres suivants sont obtenus: $f_r = 2,046\text{GHz}$, $f_a = 2,097\text{GHz}$ et $k_t^2 = 5,93\%$.

Ensuite, la tension V_{DC} est appliquée. Les résultats expérimentaux obtenus sur plusieurs échantillons montrent que les deux fréquences f_r et f_a varient linéairement en fonction de la tension appliquée V_{DC} . FIG.3-3(a) montre deux courbes typiques de la variation de f_r et f_a en fonction de V_{DC} pour les dispositifs décrit ci-dessus. En outre, lors de l'extraction du k_t^2 du résonateur en fonction de V_{DC} , il apparaît que ce paramètre est également influencé par V_{DC} . FIG.3-3 (b) montre la variation du k_t^2 en fonction du V_{DC} .

Ces premiers résultats montrent que les trois paramètres varient quasi-linéairement en fonction de V_{DC} : les fréquences croissent en fonction de V_{DC} tandis que le coefficient de couplage décroît en fonction de V_{DC} . L'influence d'une tension continue (ou d'un champ électrique) sur la fréquence de résonance d'un dispositif résonant à base de couche piézoélectrique a été mise en évidence historiquement beaucoup plus tôt que les observations présentées ci-dessus pour la technologie SMR, et rapportées dans la littérature. Le décalage de la fréquence de résonance qui se produit dans des

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

dispositifs piézoélectriques soumis à un champ électrique DC important est connu pour le quartz depuis les années 1960 [R.3.30-R.3.32]. Tolman [R.3.33] est le premier à découvrir et à rapporter l'effet d'un champ électrique DC sur la fréquence de résonance d'un oscillateur à quartz en coupe GT (G-type quartz qui a une très faible dérive en température [R.3.77]). Ce premier résultat est suivi par l'étude pionnière de cet effet pour le mode longitudinal d'un résonateur en quartz par Hruska. Sa première conclusion, à l'issue de cette étude, est que cette variation observée de la fréquence de résonance est trop importante pour être expliquée uniquement par les variations géométriques de la couche piézoélectrique suite à l'application d'un champ E_{DC} [R.3.30]. Une année plus tard, il suggère une interprétation phénoménologique de l'effet observé par Tolman en supposant une variation de la constante élastique du matériau en fonction du champ [R.3.31]. Au début des années soixante-dix, J. A. Kusters examine cet effet dans le quartz- α (de structure cristalline trigonale à basse température), et tente de représenter cet effet par un tenseur d'ordre 5 décrivant l'effet d'un champ électrique unidirectionnel sur les constantes élastiques du cristal [R.3.32].

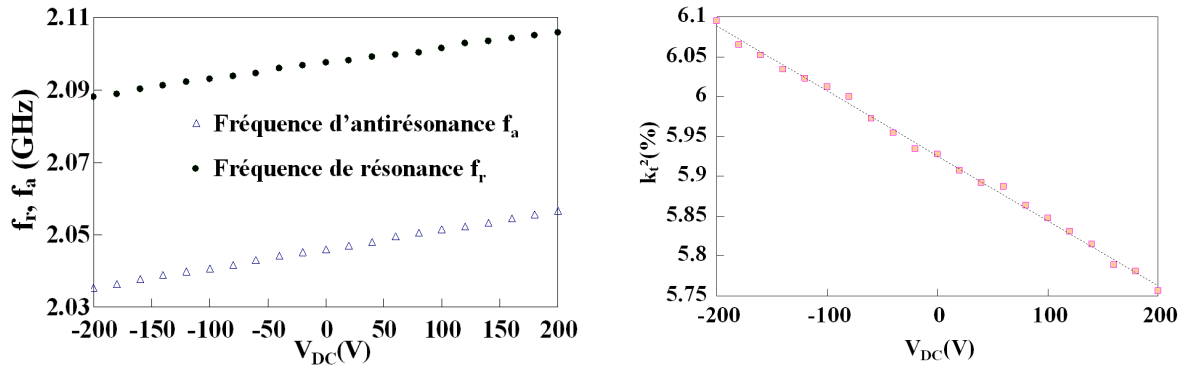


FIG.3-3: Variation de (a) f_r et f_a (b) du facteur du couplage électromécanique k_t^2 en fonction du V_{DC} pour un BAW SMR

Pour les SMR à base d'AlN, l'influence de la tension sur la fréquence de résonance est déjà connue dans la littérature pour le mode de cisaillement et le mode longitudinal [R.3.25]. Toutefois, dans aucun travail antérieur à notre connaissance, les variations de f_a et du k_t^2 n'ont pas été évoquées. Ceci est probablement lié à la tendance à considérer les variations de f_a et f_r identiques du fait qu'elles sont très proches, alors qu'en remarquant que le k_t^2 varie en fonction de V_{DC} , on peut directement déduire que la variation de f_a est différente de celle de f_r étant donné que k_t^2 est proportionnel, en première approximation, à leur différence [R.3.2]:

$$k_t^2 \approx \left(\frac{\pi^2}{4} \right) \left(\frac{f_a - f_r}{f_a} \right) \quad (Eq.3-11)$$

Il résulte du comportement linéaire des paramètres du BAW que $\left(\frac{\partial X}{\partial V_{DC}} \right) = \text{constante}$ où X est l'un des trois paramètres étudiés (f_r , f_a et k_t^2). Pour des tensions V_{DC} proches de la tension de claquage V_{BD} , cette approximation linéaire n'est plus valable et les termes de second ordre deviennent de plus en plus importants. Toutefois, pour les applications RF, la tension appliquée est en général très inférieure à V_{BD} . En conséquence, on peut se limiter dans notre étude à la région linéaire. Dans ce cas, le développement limité de X en fonction de V_{DC} peut s'écrire de la façon suivante en négligeant les termes d'ordre supérieur à 1 :

$$X(V_{DC}) = \left(\frac{\partial X}{\partial V_{DC}} \right)_{V_{DC}=0} V_{DC} + X(0) \quad (\text{Eq.3-12})$$

A partir de cette expression, on peut introduire le VCX défini comme suit :

$$X(V_{DC}) = (1 + V_{DC} \times VCX) X(0) \quad (\text{Eq.3-13})$$

Grâce aux résultats expérimentaux, on extrait les coefficients suivants:

$$VCf_a = 21 \text{ ppm/V} , VCf_r = 25,9 \text{ ppm/V} \text{ et } VCk_t^2 = -167 \text{ ppm/V} .$$

Comme on peut le constater, VCf_r et VCf_a ne sont pas égaux. Il a été vérifié que cette différence est reproductible sur l'ensemble des différents échantillons testés, afin d'éviter toute mauvaise interprétation liée à l'incertitude expérimentale (l'erreur expérimentale systématique due au pas de mesure en fréquence est inférieur à $0,1 \text{ ppm/V}$).

L'étape suivante consiste à analyser, à mettre en équation et à expliquer les variations observées en se fondant sur la théorie des résonateurs BAW ainsi que sur la théorie de la piézoélectricité.

I.4. Etude théorique:

Le but de cette partie est d'expliquer l'origine des variations observées pour f_r et f_a , d'expliquer la différence observée entre les courbes de f_r et f_a , puis d'expliquer la variation du k_t^2 .

Le fait que les VCf_a et VCf_r présentent des variations du même ordre de grandeur, avec le même signe laisse supposer que les variations observées sont, fondamentalement, dues au même phénomène qui se produit dans le résonateur.

Toutefois, la différence de pente entre les deux courbes implique que des paramètres supplémentaires changent avec la tension appliquée et qu'ils influencent f_r mais pas f_a . Cette contribution doit être prise en compte pour expliquer entièrement la variation de f_r .

Sachant que le k_t^2 est proportionnel à la différence ($f_a - f_r$) (en première approximation), on peut supposé qu'une explication de la différence des VCf peut être recherchée dans la variation du k_t^2 .

En conséquence de ces considérations préliminaires, nous commencerons par étudier la variation de f_a , ensuite nous enchaînerons avec l'étude de la variation du coefficient de couplage et enfin nous nous intéresserons à la variation de f_r .

Tout au long de cette étude, nous supposons que les coefficients piézoélectriques sont indépendants du champ électrique.

I.4.1. Variation de la fréquence d'antirésonance en fonction de V_{DC} :

Pour un résonateur BAW, la fréquence d'antirésonance correspond à la fréquence pour laquelle un maximum d'impédance est observé. Elle correspond aussi à la fréquence pour laquelle les courants diélectriques et les courants dus au déplacement mécanique s'équilibrent à peu près [R.3.34].

Pour une couche piézoélectrique prise en sandwich entre des électrodes d'épaisseur négligeable, la relation suivante est utilisée pour calculer la fréquence d'antirésonance pour le mode TE à l'ordre n [R.3.35]:

$$f_{a,n} = \left(\frac{n}{2e_{AIN}} \right) \times \sqrt{\frac{V_{AIN} C_{33}^D}{m_{AIN}}} \quad (Eq.3-14)$$

où n indique l'ordre de l'harmonique, e_{AIN} , m_{AIN} et V_{AIN} sont respectivement l'épaisseur, la masse et le volume de la couche d'AlN film. C_{33}^D est la constante élastique le long de l'épaisseur de la couche piézoélectrique. Pour le premier mode TE, cette équation donne la relation bien connue [R.3.35]:

$$f_a = \left(\frac{1}{2e_{AIN}} \right) \times \sqrt{\frac{V_{AIN} C_{33}^D}{m_{AIN}}} \quad (Eq.3-15)$$

Ainsi qu'il est précisé ci-dessus, cette relation (Eq.3-15) donne la fréquence d'antirésonance d'une couche piézoélectrique avec deux électrodes très fines (i.e. la partie active). Si on considère le résonateur entier (i.e. la couche de passivation, la partie active, le réflecteur de Bragg et le substrat), f_a (SMR) mesurée est inférieure à la fréquence ainsi estimée par (Eq.3-15). Pour relier ces deux fréquences, on peut définir un facteur α_{SMR} (<1) qui dépend des couches de l'empilement du résonateur (autres que la partie active) de la façon suivante :

$$f_a(SMR) = \alpha_{SMR} \times f_a(\text{partie active}) \quad (Eq.3-16)$$

Comme on suppose que le champ appliqué n'aura d'effet que sur les propriétés physiques de la couche piézoélectrique tandis que les autres parties (réflecteur de Bragg, couche de passivation et substrat) ne sont pas directement concernées par la présence du champ électrique, on peut écrire :

$$\frac{\partial \alpha_{SMR}}{\partial V_{DC}} = 0 \quad (Eq.3-17)$$

La différenciation de la relation entre les deux fréquences par rapport à V_{DC} donne:

$$\frac{\Delta f_a(SMR)}{f_a(SMR)} = \frac{\Delta f_a(partie\ active)}{f_a(partie\ active)} \quad (Eq.3-18)$$

Cette relation justifie l'utilisation de la formule pour une couche mince donnée dans (Eq.3-15) pour étudier la variation relative de la fréquence d'antirésonance de l'ensemble du SMR. Désormais, f_a désignera la fréquence d'antirésonance du SMR.

Pour expliquer la variation de f_a observée expérimentalement, il est nécessaire de quantifier l'effet de V_{DC} sur les différents paramètres présents dans (Eq.3-15) dont dépend f_a .

Généralement, lorsqu'il s'agit d'étudier le comportement d'une couche piézoélectrique sous l'effet d'un champ électrique, la première piste consiste à étudier les variations géométriques (c'est-à-dire de volume et d'épaisseur) du résonateur en fonction du champ. Du fait de l'effet piézoélectrique inverse, le champ électrique induit une déformation qui s'exprime comme suit^[R.3.36]:

$$S_j^{piézoélectrique} = d_{ij} E_i \quad (Eq.3-19)$$

Remarque:

Comme l'AlN est aussi un diélectrique, un deuxième terme de déformation proportionnel au carré du champ appliqué vient s'ajouter au terme linéaire en raison de l'effet direct électrostrictif^[R.3.36]:

$$S_j^{électrostrictif} = \gamma_{ijk} E_i E_k \quad (Eq.3-20)$$

où γ_{ijk} est le coefficient électrostrictif. Par conséquence, la déformation totale est:

$$S_j = d_{ij} E_i + \gamma_{ijk} E_i E_k \quad (Eq.3-21)$$

En faisant le rapport des termes linéaire et quadratique pour la gamme de champ étudiée et en utilisant les coefficients de l'AlN, il est montré que le terme électrostrictif reste très faible par rapport au terme piézoélectrique ($S^{électrostrictif} / S^{piézoélectrique} \ll 1$ ^[R.3.37, R.3.38]).

Il suffit donc de considérer le terme piézoélectrique pour calculer les déformations dans la couche d'AlN en fonction de V_{DC} .

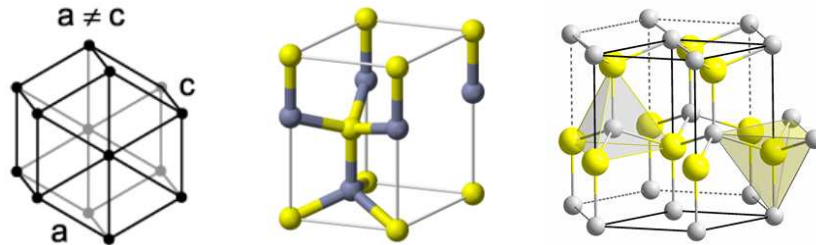


FIG.3-4: Structure cristalline hexagonale, cellule unitaire d'une structure Wurtzite et structure Wurtzite complète

L'AlN utilisé pour les BAW est dans la structure cristalline Wurtzite (FIG.3-4), dont le système réticulaire est hexagonal avec une symétrie du réseau dihexagonale-pyramidale (6mm)^[R.3.36].

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Sa matrice de coefficients piézoélectriques d_{ij} s'écrit comme suit^[R.3.36]:

$$[d_{ij}] = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

avec $d_{33}=4,53.10^{-12} \text{ m/V}$, $d_{31}=-1,9.10^{-12} \text{ m/V}$ et $d_{15}=2,42.10^{-12} \text{ m/V}$ ^[R.3.38].

Comme l'épaisseur de la couche piézoélectrique est négligeable par rapport à celle du substrat et qu'elle y est rigidement liée («clampée»), nous pouvons appliquer les hypothèses classiques pour une couche mince liée sur un substrat:

- Les déformations dans le plan S_1 et S_2 sont nulles
- Le cisaillement est négligeable
- La contrainte T_3 suivant z est nulle.
- Les contraintes dans le plan T_1 et T_2 sont non nulles et sont égales en raison de l'isotropie dans le plan de l'AlN.
- La déformation S_3 (suivant z) est non nulle.

Par conséquent, si l'on considère un champ électrique à une seule composante suivant z ($E = E_z$), on obtient le système de deux équations suivant:

$$S_3 = d_{33}E_z + s_{13}^E T_1 + s_{23}^E T_2 \quad (\text{Eq.3-22})$$

$$S_1 = S_2 = 0 = d_{31}E_z + s_{11}^E T_1 + s_{12}^E T_2 \quad (\text{Eq.3-23})$$

où s_{ij}^E est la compliance élastique. Puisque $s_{13}^E = s_{23}^E$ et $T_1 = T_2$, on obtient alors pour S_3 :

$$S_3 = \left(d_{33} - \frac{2s_{13}^E}{s_{11}^E + s_{12}^E} d_{31} \right) E_z = d_{33,eff} E_z \quad (\text{Eq.3-24})$$

Ainsi, on définit une valeur effective de la constante piézoélectrique $d_{33,eff}$ qui est inférieure à la constante mesurée d_{33} , et qui doit être utilisée pour ce type de structure bloquée.

Les coefficients de la compliance élastique de l'AlN sont donnés dans la littérature:

$$s_{11}^E = 3.10^{-12} \text{ m}^2 \text{ N}^{-1}, \quad s_{12}^E = -0,9.10^{-12} \text{ m}^2 \text{ N}^{-1} \quad \text{et} \quad s_{13}^E = s_{23}^E = -0,6.10^{-12} \text{ m}^2 \text{ N}^{-1} \quad [\text{R.3.39}]$$

En utilisant ces valeurs, on obtient : $d_{33,eff} = 3,52.10^{-12} \text{ m/V}$.

Revenons maintenant à nos calculs de la variation géométrique de la couche piézoélectrique qui concernent le volume et l'épaisseur, avec l'hypothèse $S_1=S_2=0$, on obtient :

$$e_{AIN}(V_{DC}) = [I + S_3(V_{DC})] \times e_{AIN}(0) \quad (\text{Eq.3-25})$$

$$V_{AIN}(V_{DC}) = [I + S_3(V_{DC})] \times V_{AIN}(0) \quad (\text{Eq.3-26})$$

Pour un résonateur de forme carrée ($V_{AIN} = e_{AIN} \times a^2$), la variation relative du volume est uniquement due à la variation de l'épaisseur (déformation nulle dans le plan) d'où:

$$\Delta V_{AIN} / V_{AIN} = \Delta e_{AIN} / e_{AIN} \quad (Eq.3-27)$$

Pour obtenir $\Delta V_{AIN} / V_{AIN}$ et $\Delta e_{AIN} / e_{AIN}$, il faut exprimer les déformations en fonction des coefficients piézoélectriques de l'AlN et du champ E_3 .

En prenant la matrice des coefficients de l'AlN, le vecteur champ électrique et l'(Eq.3-24), on obtient :

$$S_3 = \Delta e_{AIN} / e_{AIN} = d_{33,eff} E_3 = 2,8 ppm/V \times V_{DC} \quad (Eq.3-28)$$

$$\Delta V_{AIN} / V_{AIN} = d_{33,eff} E_3 \quad (Eq.3-29)$$

Si on différencie l'(Eq.3-15) par rapport à toutes ses variables, on obtient:

$$df_a = (\partial f_a / \partial e_{AIN}) de_{AIN} + (\partial f_a / \partial V_{AIN}) dV_{AIN} + (\partial f_a / \partial C_{33}^D) dC_{33}^D + (\partial f_a / \partial m_{AIN}) dm_{AIN} \quad (Eq.3-30)$$

D'après cette expression, la variation totale de f_a est la somme de la variation géométrique, de la variation de la constante élastique C_{33}^D et de la variation de la masse du résonateur. dm_{AIN} peut être mise à zéro car la masse du résonateur ne varie pas sous l'effet d'un champ électrique. En conséquence, on peut exprimer la variation relative de f_a en fonction de la variation relative de l'épaisseur, du volume et de la constante d'élasticité:

$$\Delta f_a / f_a = -\Delta e_{AIN} / e_{AIN} + \Delta V_{AIN} / 2V_{AIN} + \Delta C_{33}^D / 2C_{33}^D \quad (Eq.3-31)$$

Après la substitution (Eq.3-28) et (Eq.3-29) dans (Eq.3-31), on obtient:

$$\Delta f_a / f_a = (-d_{33,eff} / 2) E_3 + \Delta C_{33}^D / 2C_{33}^D \quad (Eq.3-32)$$

En considérant les coefficients piézoélectriques donnés ci-dessus, le terme géométrique $(-d_{33,eff} / 2) E_3$ donne une variation relative de $-1,4 ppm/V$ alors que la variation relative mesurée de f_a est de $21 ppm/V$.

Ce premier résultat montre que la tentative d'expliquer théoriquement la variation de f_a en fonction de V_{DC} par des variations géométriques de la couche piézoélectrique conduit à une variation beaucoup plus faible que celle qui a été mesurée. A partir de l'(Eq.3-32), on conclut que la variation de fréquence est causée principalement par la variation de la constante élastique C_{33}^D en fonction de la tension appliquée. De plus, on peut déduire la variation de C_{33}^D en considérant l'(Eq.3-32), et on obtient:

$$\Delta C_{33}^D / C_{33}^D = 2 \left[\Delta f_a / f_a + d_{33,eff} E_3 / 2 \right] \approx 45 ppm/V \quad (Eq.3-33)$$

Ce résultat théorique peut être vérifié expérimentalement par une mesure de la vitesse acoustique de l'AlN en fonction de V_{DC} grâce à la méthode de mesure à ultrasons. Cette méthode de caractérisation a déjà été utilisée dans la littérature pour l'évaluation de la variation de la constante élastique d'une couche piézoélectrique en fonction de la tension appliquée [R.3.40-R.3.41]. Dans notre cas, ce résultat théorique peut être prouvé expérimentalement en se fondant sur les résultats de l'expérience

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

d'acoustique picoseconde qui ont été détaillés dans le deuxième chapitre. A partir de cette mesure on peut mettre en évidence la variation de la vitesse acoustique de l'AlN suite à l'application d'un champ électrique. Cette variation est également quantifiée aux erreurs près de l'expérience :

$$\left(\frac{\Delta v^D}{v^D} \right)_{\text{picoseconde}} = 26 \text{ ppm/V} \quad (\text{Eq.3-34})$$

D'après la relation entre la vitesse acoustique et la constante élastique :

$$v^D = \sqrt{\frac{C_{33}^D}{\rho_{\text{AlN}}}} \quad (\text{Eq.3-35})$$

On peut exprimer la variation de la constante élastique en fonction de la variation de la vitesse acoustique et de la variation géométrique :

$$\left(\frac{\Delta C_{33}^D}{C_{33}^D} \right) = 2 \frac{\Delta v^D}{v^D} - d_{33,\text{eff}} E_3 \approx 49 \text{ ppm/V} \quad (\text{Eq.3-36})$$

Ce résultat est proche du résultat expérimental obtenu par mesure RF (45ppm/V), sous réserve de validation de l'hypothèse selon laquelle la variation observée est due principalement à la constante élastique. La petite différence (10%) peut être affectée aux incertitudes de mesure acoustique.

Ainsi, ces résultats expérimentaux permettent de valider l'étude théorique et confirment les résultats de l'étude établie précédemment.

En conclusion de cette première partie de l'étude théorique, la variation de f_a en fonction de V_{DC} est principalement attribuée à la variation de la constante élastique sous tension continue avec une faible contribution de l'effet géométrique (près de 7%). En outre, on peut s'attendre à une variation linéaire de la vitesse acoustique AlN v^D en fonction de V_{DC} et à une variation quadratique de la constante

élastique C_{33}^D (puisque $f_a = \frac{v^D}{2e_{\text{AlN}}}$ et $C_{33}^D \propto f_a^2$). Il est possible de démontrer que la constante élastique

varie plutôt linéairement en fonction du champ, car le terme quadratique reste négligeable devant le terme du premier ordre. Une expérience doit être prochainement réalisée pour obtenir plus de points expérimentaux de la courbe $v^D = f(V_{DC})$, afin de vérifier la tendance de cette courbe (linéaire, quadratique..) et vérifier ces hypothèses.

L'expression finale de la constante élastique en fonction de V_{DC} est :

$$C_{33}^D(V_{DC}) = \left(\frac{4m_{\text{AlN}}}{a^2} \right) \left(e_{\text{AlN}}(0) + d_{33,\text{eff}} \times V_{DC} \right) \left[(VCf_a \times V_{DC} + 1)f_a(0) \right]^2 \quad (\text{Eq.3-37})$$

Après cette étude théorique et la mise en équations de la première partie du problème, il est également intéressant d'expliquer l'origine physique de ces changements dans le matériau lorsqu'une tension est appliquée.

Le fait que ce décalage de fréquence ait déjà été observé dans d'autres matériaux piézoélectriques, pour différents modes de vibration et qu'il ait toujours été expliqué par la variation de la constante élastique laisse supposer que l'explication physique du phénomène observé doit être fondée sur la propriété commune dans toutes ces études qui est la piézoélectricité. Considérons un cristal qui présente un effet piézoélectrique. Sous l'effet d'un champ électrique, la forme de ce cristal change légèrement à cause de l'effet piézoélectrique inverse. Du point de vue de la structure et de la maille cristalline, le champ électrique provoque le déplacement des particules dans le réseau cristallin et la déformation de la maille. Si on assimile le cristal piézoélectrique à un réseau de masses élémentaires reliées entre elles par des ressorts^[R.3.35], la force d'interaction entre les éléments de la structure dépend de la distance entre les masses. Par conséquent, la constante de raideur effective du ressort, qui est le rapport entre la force de l'interaction des éléments et la distance entre elles, varie lorsque la distance entre les éléments varie. C'est ce qu'on observe dans le cas d'un cristal piézoélectrique, si on suppose que la constante élastique est « la raideur » entre deux éléments.

D'un point de vue macroscopique, ce changement se manifeste dans la constante élastique et d'autres propriétés comme la permittivité diélectrique^[R.3.31, R.3.37].

Une fois que l'origine de la variation de f_a est identifiée, la meilleure façon d'expliquer l'origine physique de la différence de deux pentes entre f_a et f_r , est de commencer par expliquer la variation du coefficient de couplage car en première approximation^[R.3.2]:

$$k_t^2 \approx \left(\frac{\pi^2}{4} \right) \left(\frac{f_a - f_r}{f_a} \right) \quad (Eq.3-38)$$

En conséquence, la prochaine partie est dédiée à l'explication de la variation du k_t^2 en fonction de V_{DC} .

I.4.2. Variation du couplage électromécanique en fonction de V_{DC} :

Lorsqu'une énergie électrique est transmise au résonateur piézoélectrique, une partie de cette énergie est transformée en énergie mécanique. Le coefficient de couplage électromécanique k_t^2 est le rapport de l'énergie transformée sur l'énergie fournie. Ce paramètre est très important dans les résonateurs en technologie BAW, non seulement parce qu'il donne le pourcentage de la transduction d'énergie, mais aussi parce que la différence entre la fréquence de résonance et la fréquence d'antirésonance ($f_a - f_r$) qui définit la bande passante du filtre ne dépend que de la constante de couplage. Ceci peut se comprendre facilement à partir de l'(Eq.3-38), sachant que f_a est déjà définie par l'épaisseur de la couche piézoélectrique. D'après le résultat expérimental (FIG.3-3), le coefficient de couplage k_t^2 montre aussi une variation linéaire lorsque le résonateur est soumis à une tension V_{DC} . Le k_t^2 d'une couche piézoélectrique mince en mode de vibration TE peut être défini de différentes façons, soit en fonction des propriétés mécaniques, diélectriques et piézoélectriques du matériau, comme dans l'(Eq.3-8) ou

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

encore comme une fonction des fréquences, comme dans l'(Eq.3-10). Pour calculer la variation relative du k_t^2 , il faut calculer la variation relative de chaque terme dans (Eq.3-8) en fonction de V_{DC} en la différenciant. Si on suppose que la constante piézoélectrique h_{33} est indépendante de V_{DC} $\left(\frac{\partial h_{33}}{\partial V_{DC}} = 0\right)$ (cette hypothèse ainsi que le choix du formalisme piézoélectrique avec h_{33} au lieu du

formalisme piézoélectrique avec e_{33} est justifié dans l'annexe), la différentiation de l'(Eq.3-8) donne:

$$\Delta(k_t^2)/k_t^2 \approx \Delta\epsilon_{33}^S / \epsilon_{33}^S - \Delta C_{33}^D / C_{33}^D \quad (\text{Eq.3-39})$$

Selon cette équation, la variation du k_t^2 résulte de la variation de ϵ_{33}^S et C_{33}^D en fonction de V_{DC} . $\Delta C_{33}^D / C_{33}^D$ a été déjà déduit comme résultat de la partie précédente, il suffit d'étudier le comportement de ϵ_{33}^S en fonction de V_{DC} pour connaître le VCk_t^2 .

Afin de déterminer la variation relative de la permittivité ϵ_{33}^S , nous nous intéressons à la variation de la capacité présentée par le SMR. En effet, pour des fréquences éloignées de l'intervalle de résonance $[f_r, f_a]$, l'impédance d'un résonateur BAW idéal est dominée par sa capacité statique, qui est équivalente dans ce cas à une capacité Métal-Isolant-Métal (MIM)^[R.3.2]. Pour des fréquences inférieures à $f_r/100$ ^[R.3.28], la capacité à basse fréquence C_{BF} est proportionnelle à la permittivité de AlN à contrainte constante^[R.3.37]:

$$C_{BF} = \frac{a^2 \epsilon_{33}^T}{e_{AIN}} \quad (\text{Eq.3-40})$$

De même, pour des fréquences plus élevées que f_a , éloignées des harmoniques supérieures mais en restant inférieure aux fréquences des résonances ioniques^[R.3.28], le résonateur BAW est électriquement équivalent à une capacité C_{HF} qui est un peu différente de C_{BF} ^[R.3.43]. Il est donc possible d'approcher la capacité de la structure clampée sur les bords C_0 par la capacité du résonateur C_{HF} mesurée à haute fréquence et loin de toute résonance^[R.3.28, R.3.42].

$$C_{HF} \approx C_0 = \frac{a^2 \epsilon_{33}^S}{e_{AIN}} \quad (\text{Eq.3-41})$$

On peut ensuite exprimer la variation relative de ϵ_{33}^S en fonction des variations relatives de C_{HF} et e_{AIN} :

$$\Delta\epsilon_{33}^S / \epsilon_{33}^S = \Delta C_0 / C_0 + \Delta e_{AIN} / e_{AIN} \approx \Delta C_{HF} / C_{HF} + \Delta e_{AIN} / e_{AIN} \quad (\text{Eq.3-42})$$

La variation relative de l'épaisseur a été déjà calculée, il reste à déterminer la variation relative de C_{HF} . Ceci est possible à partir de la mesure de l'impédance du résonateur à haute fréquence. D'un point de vue expérimental, C_{HF} est déduite de la partie imaginaire de Z_{11} à 3GHz pour différentes valeurs de V_{DC} :

$$C_{HF}(V_{DC}) = \frac{1}{2\pi f \times \text{Im}(Z_{11}(V_{DC}))} \quad (\text{Eq.3-43})$$

Il a été également vérifié qu'à la fréquence choisie (3GHz), il n'y a pas de modes parasites (spurious)^[R.3.44] présents et que le résonateur se comporte comme une capacité pure.

Le protocole de mesure est le même que celui décrit dans la **FIG.3-1**. Lorsque $V_{DC} = 0$, la capacité du résonateur est de $3,31pF$. Grâce à l'(**Eq.3-41**), il est facile d'extraire la permittivité relative de l'AlN à haute fréquence: $\epsilon_{33,r}^S(\text{AlN}) = 9,13$.

Remarque:

Par rapport à la valeur mesurée à basse fréquence, la permittivité relative de l'AlN diminue légèrement à haute fréquence: $\epsilon_{33,r}^S \approx \epsilon_{33,r}^T - 0,92$.

Théoriquement, la relation entre les tenseurs de la permittivité à contrainte constante ϵ^S (mesurée à haute fréquence) et la permittivité à déformation constante ϵ^T (mesurée à basses fréquences) est la suivante^[R.3.35]:

$$[\epsilon^S] = [\epsilon^T] - [d] \times [C^E] \times [d]^T \quad (\text{Eq.3-44})$$

Si on considère la relation qui nous intéresse pour les permittivités dans la direction z, on obtient :

$$\epsilon_{33}^S = \epsilon_{33}^T - \left[2d_{31}^2 (C_{11}^E + C_{12}^E) + 3d_{31}d_{33}C_{13}^E + d_{33}^2 C_{33}^E \right] \quad (\text{Eq.3-45})$$

En tenant compte des signes des constantes de l'AlN données auparavant et ci-dessus, l'(**Eq.3-45**) est en accord avec le résultat expérimental, car on s'attend à ce que ϵ_{33}^S soit inférieure à ϵ_{33}^T .

Il est aussi intéressant d'estimer la valeur de ϵ_{33}^S en se fondant sur des valeurs de constantes élastiques et piézoélectriques d'AlN données dans la littérature^[R.3.38] pour comparer les résultats expérimentaux et théoriques. Pour $C_{11}^E = 410GPa$, $C_{12}^E = 140GPa$, $C_{13}^E = 100GPa$ et $C_{33}^E = 390GPa$, (**Eq.3-45**) donne $\epsilon_{33,r}^S \approx \epsilon_{33,r}^T - 1,06$ ce qui est très proche du résultat expérimental. La légère différence peut s'expliquer par la différence entre les propriétés des matériaux considérés.

Pour souligner ce fait, par exemple, la constante diélectrique relative à basse fréquence de l'AlN étudié dans la littérature est de 8,5 alors que notre constante diélectrique est de 10,05).

Par la suite, on s'intéresse à la variation de C_{HF} en fonction de V_{DC} . Si on extrait les valeurs de C_{HF} obtenues suite à un balayage de V_{DC} entre $-100V$ à $+100V$, la capacité de l'AlN à haute fréquence diminue linéairement en fonction de V_{DC} (**FIG.3-5**).

La pente de l'approximation linéaire de la courbe obtenue permet d'extraire un VCC_{HF} de $-108ppm/V$. Cette variation est similaire à la variation observée dans le deuxième chapitre de ce rapport lors de l'étude de la permittivité de l'AlN en fonction de V_{DC} à basse fréquence ($<1MHz$)^[R.3.37]. Pour $f=700kHz$, un VCC_{BF} de $-80ppm/V$ a été obtenu pour les capacités d'AlN de $700\mu m$ de côté.

Il a été démontré également que la permittivité de l'AlN varie linéairement par rapport au champ appliqué du fait d'un couplage piézo-électrostrictif. En effet, même si au début de cette étude théorique on a montré que l'effet électrostrictif direct est négligeable par rapport à l'effet piézoélectrique, ceci n'est pas vrai pour l'effet électrostrictif inverse. Au contraire, la variation de la permittivité du diélectrique en fonction de la contrainte générée dans le matériau reste un effet important dans l'AlN, comme on a pu le vérifier à basse fréquence^[R.3.37, R.3.45]. En d'autres termes, l'application d'un champ électrique dans la couche piézoélectrique génère une contrainte interne importante du fait de l'effet piézoélectrique direct. Du fait que l'AlN est aussi un matériau diélectrique, il manifeste un effet électrostrictif inverse qui entraîne une variation de permittivité en fonction de la contrainte appliquée. L'effet électrostrictif inverse est à la base de la variation de C_{BF} en fonction de V_{DC} démontrée précédemment^[R.3.37, R.3.45].

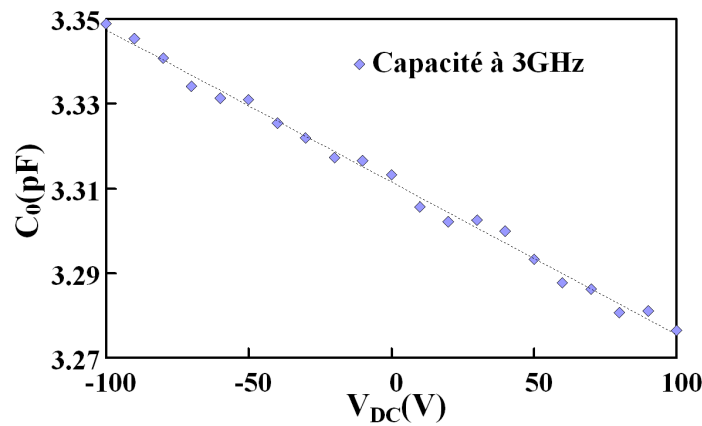


FIG.3-5: Variation de la capacité à haute fréquence en fonction de la tension V_{DC}

Etant donné que les SMR étudiés ont été construits sur les mêmes capacités testées à basse fréquence (seule la taille change) et que les variations obtenues restent du même ordre de grandeur ($VCC_{BF} = -80 \text{ ppm/V}$ et $VCC_{HF} = -108 \text{ ppm/V}$) avec le même signe de pente, il semble très probable que les deux variations soient dues au même phénomène physique, c'est-à-dire à un couplage piézo-électrostrictif dans l'AlN. C'est l'hypothèse adoptée dans le cadre de cette étude. La différence entre les deux mesures pourrait être liée à la différence entre les gammes de fréquence, la différence dans la taille de l'échantillon (même si c'est très peu probable) et à l'incertitude de mesure à haute fréquence.

En outre, pour les mesures de ϵ_{33}^S , on suppose que le cristal est complètement immobile, y compris pour le cisaillement, ce qui est très difficile à atteindre comme conditions expérimentales. Cette dernière raison semble être la source d'incertitude la plus importante. Pour ces raisons, en général, on mesure la permittivité à basse fréquence ϵ_{33}^T et on en déduit la permittivité à haute fréquence grâce à l'**(Eq.3-45)**^[R.3.35]. Néanmoins, le résultat obtenu donne une bonne estimation de $\epsilon_{33}^S = f(V_{DC})$, ce qui est nécessaire pour finaliser l'étude de la variation du k_t^2 en fonction de V_{DC} . En utilisant la

différentiation de l'(**Eq.3-41**) et les valeurs de $\Delta C_{HF} / C_{HF}$ et de $\Delta e_{AIN} / e_{AIN}$, on obtient $\Delta \epsilon_{33}^S / \epsilon_{33}^S \approx -105 \text{ ppm/V}$.

Par conséquent, on peut déduire facilement $\Delta(k_t^2) / k_t^2 = -150 \text{ ppm/V}$ grâce à l'(**Eq.3-39**). Cette valeur est proche de la valeur de $V C k_t^2$ obtenue par extraction à partir des mesures RF de f_r et f_a qui était de -167 ppm/V . La différence entre les deux (11%) peut s'expliquer par la variation du coefficient piézoélectrique h_{33} (supposée nulle au cours de l'étude), ou encore par le fait que l'(**Eq.3-10**) est une approximation de la vraie expression du k_t^2 donnée par l'(**Eq.3-8**). Néanmoins, les résultats obtenus sont suffisamment proches pour avoir confiance dans l'approche menée au long de cette étude théorique, et permettent de valider les hypothèses ainsi que les approximations utilisées.

En conclusion de cette partie, il y a trois causes à la variation observée du k_t^2 : la première et la plus importante est le changement des propriétés diélectriques de l'AlN (variation de la permittivité) en raison d'un couplage piézo-électrostrictif (environ 70%). La deuxième raison est la variation de la constante élastique C_{33}^D en fonction de V_{DC} , qui contribue pour environ 28%. La troisième raison est liée à la variation géométrique de la couche piézoélectrique, elle contribue pour environ 2% à la variation du k_t^2 .

Une fois les origines des variations de f_a et k_t^2 établies, il est assez simple d'achever cette étude en expliquant la variation de f_r en fonction de V_{DC} qui sera le thème de la prochaine partie.

I.4.3. Variation de la fréquence de résonance en fonction de V_{DC} :

La fréquence de résonance correspond à la fréquence à laquelle le dispositif atteint son minimum d'impédance^[R.3.34]. Cette fréquence varie également linéairement avec V_{DC} (**FIG.3-3(a)**).

Pour expliquer cette variation, le plus simple est de différentier la relation qui relie f_r , f_a et k_t^2 , c'est à dire l'(**Eq.3-10**) :

$$\frac{\Delta f_r}{f_r} = \frac{\Delta f_a}{f_a} + \frac{\sin\left(\left(\frac{f_r}{f_a}\right)\pi\right)}{\left(1 - \left(\frac{f_r}{f_a}\right)\pi\right)} \frac{\Delta k_t^2}{k_t^2} \quad (\text{Eq.3- 46})$$

A partir de cette équation, on peut comprendre la différence des pentes entre les courbes de f_r et f_a qui est un terme proportionnel à $\frac{\Delta k_t^2}{k_t^2}$.

Si on considère les valeurs expérimentales de f_a , f_r et $\Delta k_t^2 / k_t^2$ obtenues précédemment, la contribution du second terme calculée est de $5,5 \text{ ppm/V}$. Cette valeur est très proche de la valeur mesurée en caractérisation RF ($4,9 \text{ ppm/V}$).

En conséquence, environ 80% de la variation de la fréquence de résonance est due à la variation du C_{33}^D en fonction de la tension de polarisation tandis que le reste est principalement dû au couplage piézo-électrostrictif comme cela a été expliqué dans la partie précédente.

Après cette étude fondée sur les résultats expérimentaux et l'analyse théorique, il est souhaitable de simuler l'effet observé à l'aide du modèle de Mason^[R.3.35,R.3.46] qui est largement utilisé dans le monde des BAWs pour déterminer f_a , f_r et k_t^2 d'un SMR en fonction des paramètres technologiques et des propriétés des matériaux. Ceci nous permettra de vérifier les résultats précédents et de valider quelques hypothèses de l'étude théorique.

I.5. Simulation de l'effet d'une tension V_{DC} sur un SMR par le modèle de Mason:

Le modèle de Mason^[R.3.35,R.3.46] a déjà été introduit dans le premier chapitre. Il offre l'avantage de permettre un calcul assez précis des principaux paramètres d'un SMR. L'idée dans cette dernière partie est de calculer pour chaque valeur de V_{DC} la constante élastique correspondante grâce à l'(**Eq.3-37**), puis d'injecter la valeur obtenue dans le modèle afin de simuler f_a et f_r en fonction de V_{DC} .

Cela donne accès aux variations de f_a et f_r en fonction de la tension, en tenant compte uniquement de la variation de la constante élastique. En outre, cette simulation nous permet de vérifier l'hypothèse selon laquelle la différence des pentes est due à un autre phénomène se produisant dans l'AIN lors de l'application d'un champ électrique.

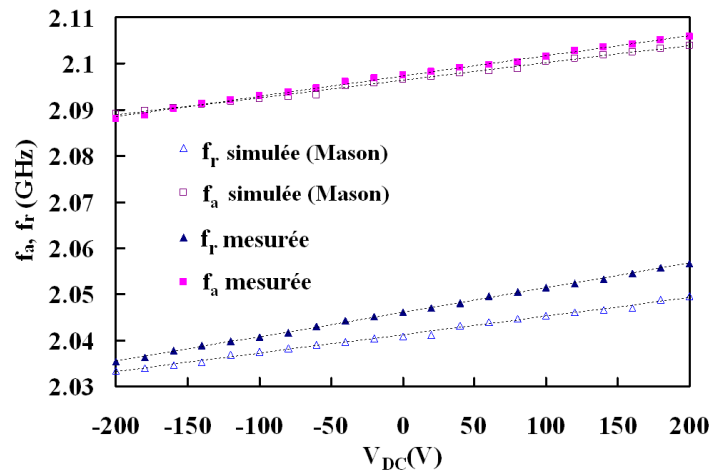


FIG.3-6: Comparaison des résultats de simulation obtenus par le modèle de Mason en utilisant une constante élastique C_{33}^D qui dépend de V_{DC} et des résultats expérimentaux

La **FIG.3-6** montre les résultats obtenus par les simulations pour f_a et f_r ainsi que les résultats expérimentaux. Les courbes de f_r et f_a issues du modèle décroissent linéairement en fonction de V_{DC} avec des pentes assez proches du résultat expérimental. Les simulations permettent d'extraire les coefficients suivant : $VCf_a = 19,6ppm/V$ et $VCf_r = 20,9ppm/V$.

La valeur du VCf_a est très proche de la valeur mesurée ce qui confirme encore l'étude théorique. Par ailleurs, cette simulation valide l'utilisation du formalisme d'une couche piézoélectrique pour étudier tout l'empilement.

En outre, VCf_a et VCf_r simulés sont très proches. Ceci permet de valider l'hypothèse selon laquelle f_r et f_a varient principalement pour la même raison, et confirme l'hypothèse selon laquelle la différence de pentes repose sur un autre phénomène.

Enfin, la différence entre les pentes simulées de f_r et f_a est de 1,3ppm/V. Elle peut être expliquée en utilisant les résultats de l'étude théorique précédente. Étant donné que dans cette simulation on ne considère que la variation du C_{33}^D , à partir de l'(Eq.3-39), la variation du k_t^2 peut s'écrire dans ce cas:

$$\Delta(k_t^2)/k_t^2 \approx -\Delta C_{33}^D / C_{33}^D \quad (\text{Eq.3- 47})$$

Par conséquent la variation de f_r donnée par l'(Eq.3- 46) s'écrit dans ce cas :

$$\frac{\Delta f_r}{f_r} = \frac{\Delta f_a}{f_a} - \frac{\sin\left(\left(\frac{f_r}{f_a}\right)\pi\right)}{\left(1 - \left(\frac{f_r}{f_a}\right)\pi\right)} \frac{\Delta C_{33}^D}{C_{33}^D} \quad (\text{Eq.3- 48})$$

En utilisant les valeurs données précédemment, la différence des pentes $\frac{\Delta f_r}{f_r} - \frac{\Delta f_a}{f_a} \approx 1,65 \text{ ppm/V}$ est très proche de la différence de VCf obtenue par simulation (1,3ppm / V).

I.6. Conclusion:

Dans cette partie, une étude détaillée a permis de mettre expérimentalement en évidence l'effet d'une polarisation sur les principaux paramètres d'un BAW (f_r , f_a et k_t^2). Ces variations ont été ensuite expliquées théoriquement. L'explication théorique a été validée par des simulations électro-acoustiques qui ont permis de retrouver les variations mesurées expérimentalement. Les paramètres étudiés varient linéairement en fonction de la tension appliquée. Les fréquences du résonateur varient principalement à cause d'une variation de la constante élastique C_{33}^D de l'AlN. En effet, il est démontré que l'effet géométrique est négligeable par rapport à la variation du C_{33}^D . La variation de C_{33}^D en fonction de V_{DC} est confirmée par la mesure de la vitesse acoustique de l'AlN en fonction de la tension appliquée, par le biais de la technique picoseconde.

D'autre part, la variation du coefficient de couplage électromécanique s'explique bien par un couplage piézo-électrostrictif dans l'AlN à haute fréquence. Ce résultat a pu être établi en étudiant le comportement de la permittivité AlN à haute fréquence lorsqu'une tension V_{DC} est appliquée au dispositif.

En outre, les résultats obtenus sont confirmés par les simulations à l'aide du modèle de Mason. Cette étude devrait être aussi utile à la compréhension du comportement d'autres matériaux piézoélectriques utilisés pour la technologie BAW lorsqu'une tension y est appliquée.

Cela semble être une étape importante vers l'exploitation de cette propriété d'accordabilité en fonction de la tension appliquée, que ce soit pour la construction des filtres RF accordables, ou encore pour la compensation de la dérive en fréquence lors de la variation de la température pour l'application oscillateur. Dans la partie qui suit, on s'intéresse à un effet similaire à l'effet d'un champ électrique sur le résonateur piézoélectrique qui est l'effet d'une contrainte mécanique.

II. Etude des propriétés d'un SMR sous contrainte mécanique:

Après avoir étudié le SMR sous champ électrique statique, on s'intéresse dans cette partie à l'étude de la stabilité du résonateur suite à l'application d'une contrainte mécanique. Cette étude est assez importante pour les résonateurs très stables en fréquence qui sont dédiés surtout pour des applications de type « base de temps ». La dépendance de la fréquence de résonance d'un résonateur électromécanique avec la contrainte mécanique au sein de la couche piézoélectrique est assez connue dans la littérature pour le quartz^[R.3.80-R.3.81] ainsi que pour les SAW^[R.3.82]. Pour les dispositifs BAW, il n'y a pas à notre connaissance d'étude qui ait été publiée pour l'instant. L'effet d'une contrainte sur la résonance d'une couche piézoélectrique est similaire à l'effet d'un champ électrique (dans un matériau piézoélectrique, tout champ électrique induit une contrainte et vice-versa).

Cette variation est due à la sensibilité de l'onde acoustique à l'environnement mécanique dans son milieu de propagation^[R.3.85]. Le SMR est un vibreur dont la fréquence peut varier si la vitesse de propagation ou les conditions de résonance varient. Les relations linéaires, qui représentent un développement au premier ordre des déformations, décrivent parfaitement la propagation d'une onde d'amplitude négligeable dans un milieu sans contrainte. Cette approximation se trouvera prise en défaut dans deux cas principaux :

- La propagation d'une onde d'amplitude élevée, dont le comportement explique les phénomènes liés au niveau d'excitation (effets nonlinéaires tels que l'intermodulation des résonateurs et des filtres, générations des harmoniques, etc.). Ce cas est abordé dans le paragraphe dédié à l'étude du SMR sous puissance RF importante.

- Le deuxième cas concerne la propagation d'une onde de faible amplitude dans un milieu contraint. Cette contrainte peut être due à la présence d'un champ électrique, ou à la variation de température ou encore à l'application d'une contrainte mécanique. Ce cas englobe en fin de compte les phénomènes observés dans la littérature (variations en température et sous tension VCf, TCf) et d'autres moins connues pour les BAW (Stress Coefficient of frequency SCf). Ainsi notre objectif dans cette partie est d'explorer le comportement d'un SMR suite à l'application d'une contrainte mécanique au résonateur. Ce travail inclut la mise en évidence de la variation sous contrainte mécanique, sa quantification et l'explication de ses mécanismes.

Le protocole expérimental utilisé pour cette caractérisation est similaire à celui qui a été utilisé pour mettre en évidence l'effet électrostrictif dans la capacité Mo/AlN/Mo (**FIG.3-7**). Le banc est équipé d'un analyseur de réseaux vectoriel (VNA) pour effectuer les mesures des paramètres S, et une source de tension externe destinée à superposer un champ électrique continu à la contrainte mécanique. Les dispositifs étudiés sont caractérisés sous contrainte nulle ($E_3=0$ et $T_1=0$), en mesurant le S11 du résonateur suite à une calibration de type Short-Open-Load. Ensuite, on vient appliquer une force sur les bords de l'échantillon. Il en résulte la génération d'une contrainte plane T_1 dans l'empilement du SMR. Sous contrainte constante, on effectue un balayage de la tension continue de -200V à +200V à pas de 20V et on mesure le S11 du résonateur. La contrainte est par la suite accrue de $\Delta T_1=50\text{MPa}$ et la même procédure est à nouveau appliquée.

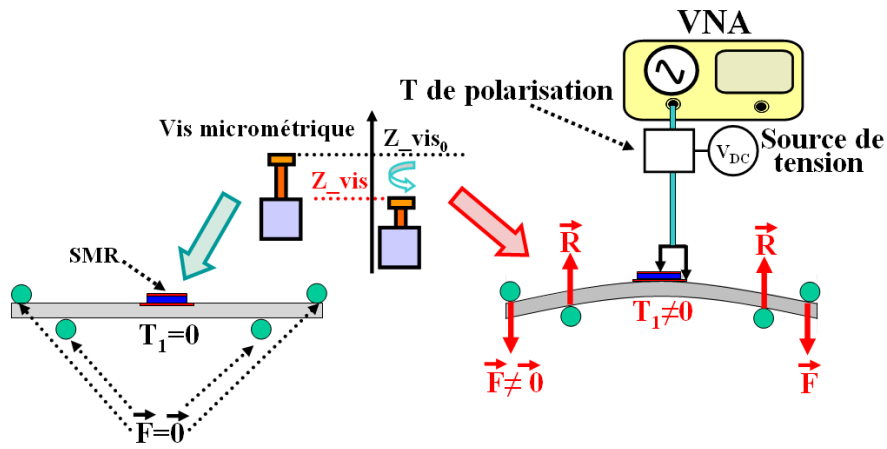


FIG.3-7 : Montage expérimental destiné à étudier la variation des fréquences de résonance et d'antirésonance d'un SMR sous contrainte mécanique appliquée sur les bords de l'échantillon

La contrainte est calculée au centre de l'échantillon (le résonateur caractérisé est placé le plus proche possible du centre de l'échantillon pour réduire l'erreur sur la contrainte) et à partir du S11, on trace la variation de f_r , f_a et k_t^2 en fonction de la contrainte mécanique et du champ électrique. Les résultats obtenus sont représentés sur les figures **FIG.3-8** et **FIG.3-9**. On retrouve la variation linéaire de f_r et f_a sous champ électrique avec $VCf_a=22\text{ppm/V}$ et $VCf_r=26\text{ppm/V}$. De même, les mesures sous contrainte mécanique montrent une décroissance linéaire de f_r et f_a en fonction de la contrainte. On peut en extraire les coefficients suivants : $SCf_r=-3,1\text{ppm/MPa}$ et $SCf_a=-2,7\text{ppm/MPa}$ pour $V_{DC}=0$ avec :

$$SCf_r = \frac{\left(\frac{\partial f_r}{\partial T} \right)}{f_r(T_0)} \quad (\text{Eq.3-49})$$

T_0 est la contrainte présente initialement dans la couche d'AlN. De la même façon, on définit SCf_a par rapport à f_a .

Comme on peut le remarquer, les fréquences du résonateur varient peu en fonction de la contrainte mécanique, ce qui démontre une bonne stabilité sous contrainte appliquée. Etant donné que le SCf_r est différent du SCf_a le facteur de couplage varie en fonction de la contrainte appliquée.

FIG.3-9 (b) met en évidence une variation linéaire du k_t^2 en fonction de la contrainte mécanique. Le couplage, par contre, a tendance à augmenter quand la contrainte interne dans la couche piézoélectrique est plus élevée.

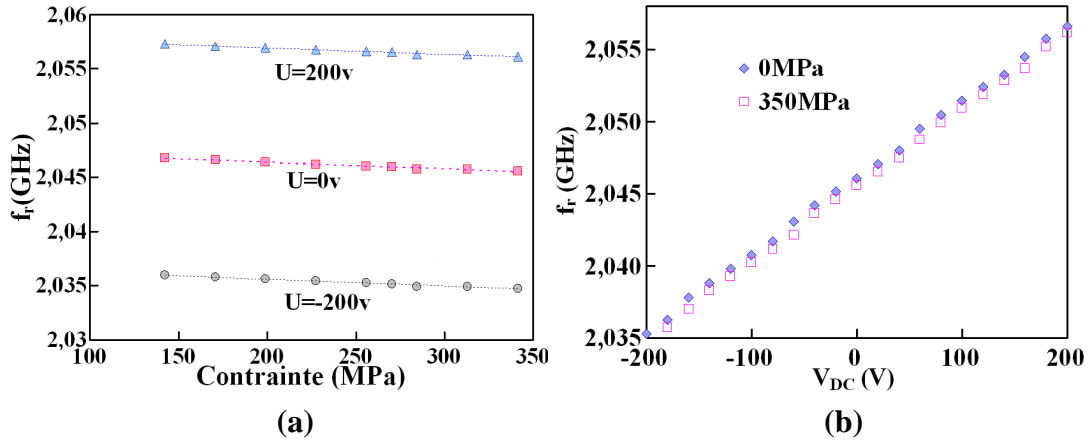


FIG.3-8 : Variation de la fréquence de résonance d'un SMR (a) en fonction de la contrainte mécanique à tension constante (b) en fonction de la tension à contrainte mécanique constante

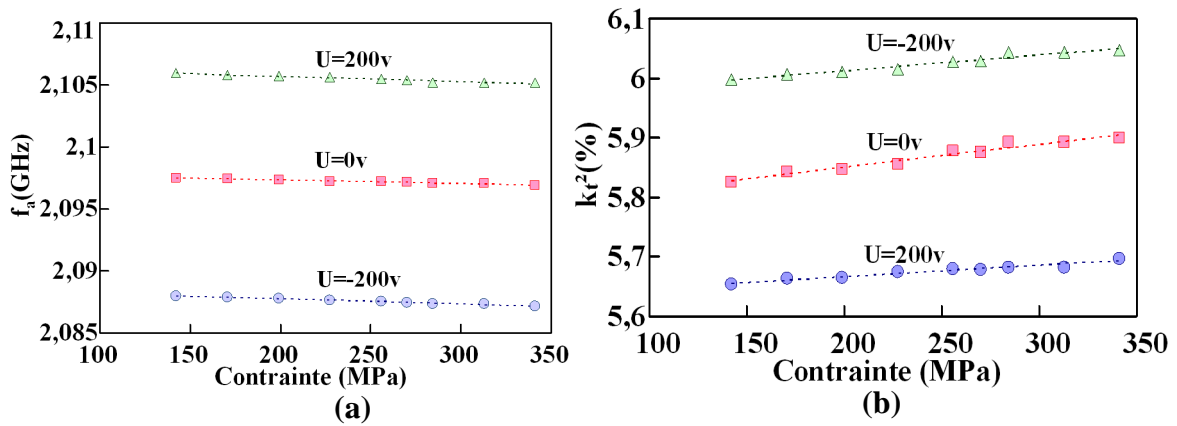


FIG.3-9 : Variation de (a) la fréquence d'antirésonance et (b) du facteur de couplage k_t^2 d'un SMR en fonction de la contrainte mécanique à tension constante

Le signe de la variation de la fréquence de résonance dépend en fait des matériaux. Dans ce contexte, EerNisse étudie l'effet de contraintes internes au dépôt en ne considérant que les déformations latérales sur la fréquence de résonance du quartz en coupe AT et BT. Dans le cas d'un quartz de coupe AT, une contrainte en traction produit une diminution de la fréquence de résonance, tandis que cette fréquence augmente dans le cas d'un quartz BT^[R.3.86-R.3.87]. L'expression de la fréquence de résonance d'un dispositif à onde acoustique de volume s'écrit en fonction de la variation de la contrainte ΔT sous la forme suivante :

$$f_r(\Delta T) = f_r(T_0) (1 + SCf_r \times \Delta T) \quad (Eq.3-50)$$

où T_0 est la contrainte initiale dans la couche piézoélectrique. Dans notre cas, on considère que f_r varie linéairement en fonction de T (au 1^{er} ordre la pente de la courbe est constante). Il est intéressant de comparer la stabilité du SMR à la stabilité du quartz vis-à-vis de l'application d'une contrainte

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

mécanique. La sensibilité du quartz à la contrainte mécanique est estimée à travers un facteur K_{Quartz} défini de la façon suivante :

$$K_{\text{Quartz}} = \frac{e_{\text{Quartz}}}{f_r(0)} \frac{\partial f_r}{\partial T} \quad (\text{Eq.3-51})$$

où e_{Quartz} est l'épaisseur de la couche résonante. Suivant les valeurs publiées par EerNisse pour le quartz de coupe AT et BT, ce facteur est : $K_{\text{Quartz}}^{\text{AT}} = -2,75.10^{-11} \text{ m}^2 \text{ N}^{-1}$ pour le quartz en coupe AT et $K_{\text{Quartz}}^{\text{BT}} = 2,75.10^{-11} \text{ m}^2 \text{ N}^{-1}$ pour le quartz en coupe BT^[R.3.86].

Ceci conduit à une variation de -0,46Hz/Pa pour le quartz de coupe AT et de 0,46Hz/Pa pour le quartz de coupe BT (ce qui correspond à une variation relative de -27,5ppm/MPa).

De son côté, le résonateur SMR présente un meilleur coefficient de -7.10^{-3} Hz/Pa (ce qui correspond à une variation relative de -3,1 ppm/MPa).

Il est possible d'expliquer de la variation sous contrainte mécanique observée, en reprenant le raisonnement adopté pour expliquer la variation sous champ électrique. Comme cela a été décrit dans une partie précédente de ce manuscrit, l'application d'un champ électrique entraîne une variation linéaire de f_r et f_a , due principalement à la variation de la constante élastique de l'AlN. Etant donné que cette onde acoustique se propage principalement dans la couche d'AlN, la contrainte qui influence le plus les propriétés du résonateur est celle générée dans la couche piézoélectrique. Elle peut être due aux électrodes de Molybdène^[R.3.83-R.3.84], aux étapes de procédés de fabrication ultérieures (comme la contrainte due à l'encapsulation couche mince), au vieillissement du dispositif, à la contrainte thermomécanique, etc.. (les origines des contraintes dans un SMR sont décrites en détail dans la dernière partie de ce chapitre), on peut donc expliquer la variation de la fréquence de résonance en considérant l'expression de la fréquence de résonance d'une couche piézoélectrique avec deux électrodes minces (Eq.3-15). La contrainte appliquée induit des changements de fréquence dus à la variation de la constante élastique, ainsi qu'à un effet géométrique du second ordre^[R.3.80]. Le calcul de ces changements est possible en utilisant la méthode de perturbation détaillée dans^[R.3.88]. Une description complète de la variation linéaire de la fréquence en fonction de la contrainte mécanique nécessite par contre la connaissance des constantes élastiques du matériau jusqu'au troisième ordre. Ces paramètres sont disponibles pour certains dispositifs (quartz et SAW^[R.3.89-R.3.91]), mais pas pour les SMR à base d'AlN à notre connaissance.

En conclusion de cette partie, l'étude présentée nous a permis de présenter un protocole expérimental pour caractériser les variations des paramètres clefs du SMR sous contrainte mécanique plane, de quantifier ces variations, d'expliquer leurs origines et d'ouvrir des perspectives quant à leur modélisation analytique. On a montré que ces variations étaient très faibles comparées à des variations mesurées sur des résonateurs de référence comme le quartz AT et BT. Ceci confirme la bonne stabilité du SMR vis-à-vis à de fortes sollicitations mécaniques et permet de relever un premier défi en vue de la réalisation d'un oscillateur à base de SMR, à savoir assurer la stabilité mécanique de la structure.

Dans la partie qui suit, on s'intéresse à l'étude du comportement du résonateur sous puissance RF importante. Dans un premier temps, le comportement thermique du résonateur sous puissance RF est étudié. L'expérimentation et la modélisation des effets observés sous puissance RF élevée sont ensuite présentées.

III. Etude thermique d'un résonateur BAW sous puissance RF:

III.1. Introduction : La solution BAW pour le filtrage de puissance RF importante

L'intérêt porté ces dernières années à la technologie BAW n'a cessé de croître et celle-ci devient un candidat privilégié pour satisfaire aux nouvelles contraintes d'encombrement et de performance dictées par la fonction de filtrage pour les nouvelles applications de télécommunication^[R.3.2], domaine dans lequel cette technologie semble avoir de très fortes chances de s'imposer^[R.3.51]. En effet, la technologie BAW présente des propriétés très intéressantes dans le cas d'un fonctionnement à fort signal, surtout pour des fréquences supérieures à 1GHz en comparaison de la technologie des ondes acoustiques de surface (SAW) dominante et utilisée dans la téléphonie depuis plus de 20 ans^[R.3.52]. Comparée aux SAW, la technologie BAW est avantageuse du point de vue de la tenue en puissance, grâce à une meilleure distribution des courants dans le volume de la couche piézoélectrique, ce qui entraîne une densité de puissance nettement moins importante et par conséquent un échauffement moindre. De plus, la technologie BAW présente une moins forte dépendance de la fréquence de résonance avec la température que la technologie SAW, car le TCf peut être compensé moyennant la présence d'une couche de SiO₂ dans le cas d'un SMR. Cette dérive en température pose un problème pour la technologie SAW, dont le TCf dépend du substrat utilisé. Elle peut atteindre les -80 ppm/°C pour des substrats qui offrent un bon facteur de couplage, tels que le substrat de niobate de lithium LiNbO₃. D'un autre côté, l'utilisation d'un substrat beaucoup plus stable en température tel que le quartz dégrade fortement le facteur de couplage. Pour mettre en évidence cette problématique de dérive en température, on peut prendre l'exemple des duplexeurs du standard PCS, dont les fréquences d'émission et de réception sont séparées de 20MHz. Si on considère le cas d'un SAW présentant un TCf=-80ppm/°C, la situation est visiblement critique car la fréquence du filtre varie de 4,6 MHz pour une température de 85°C et de 4 MHz pour une température de -30°C, ce qui correspond à peu près à la moitié de la bande de garde (la bande de fréquence qui sépare l'émission de la réception).

Le TCf associé typiquement à la technologie BAW, sans procédé d'optimisation ou de compensation spécifiques, varie entre -35 et -18 ppm/°C en fonction des matériaux utilisés (piézoélectrique, Bragg, etc.)^[R.3.20]. Pour les dispositifs étudiés dans le cadre de cette thèse, un TCf_s = -20,9ppm/°C et un TCf_p = -22,7ppm/°C ont été mesurés à la résonance et à l'antirésonance respectivement.

Une autre forme de dérive causée par la variation de la température est la dérive en fréquence suite à une forte dissipation de puissance dans le filtre (ou ce qu'on appelle plus communément l'auto-échauffement du BAW^[R.3.54]). Ce phénomène est également moins important pour un BAW que pour

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

un SAW pour différentes raisons. D'une part, la variation de la température du dispositif est moins importante à puissance dissipée égale dans un BAW que dans un SAW, car la densité de puissance $P_{d,v}$ est moins importante :

$$P_{d,v}(BAW) < P_{d,v}(SAW) \Rightarrow \Delta T_{BAW} < \Delta T_{SAW}$$

D'autre part, le transfert de chaleur vers le substrat est plus important dans un BAW que dans un SAW. En effet, le substrat d'un BAW est souvent meilleur conducteur thermique que le substrat utilisé pour les SAW, pour lesquels on utilise majoritairement des substrats piézoélectriques monocristallins. A titre d'exemple, le LiTaO_3 utilisé pour les composants SAW, présente un coefficient de conductivité thermique très faible (de l'ordre $4\text{W}/(\text{m K})$) comparé au Silicium, utilisé comme substrat de référence pour les BAW, et qui présente une conductivité thermique de $150\text{ W}/(\text{m K})$ ^[R.3.52]. Ceci implique une bonne dissipation thermique vers le substrat dans le cas des BAWs tandis que la chaleur reste beaucoup plus confinée dans la partie active du dispositif dans le cas d'un SAW, ce qui entraîne naturellement le maintien d'une température interne relativement élevée.

De la même façon, comme nous l'avons vu plus haut, le TCf_{BAW} (surtout pour un SMR) est plus faible que le TCf_{SAW} . Par conséquent, le BAW subit une variation de fréquence plus faible que celle d'un SAW, même si la variation de la température ΔT est la même pour les deux technologies:

$$\Delta f_{BAW} = TCf_{BAW} \times \Delta T < \Delta f_{SAW} = TCf_{SAW} \times \Delta T \quad (\text{Eq.3-52})$$

Toutes ces considérations préliminaires font de la technologie BAW une filière très prometteuse pour les applications à forte puissance.

III.2. Importance de l'étude thermique du dispositif BAW:

Le paragraphe précédent a mis en évidence le fait que la stabilité en température est une condition nécessaire à la stabilité globale d'un filtre BAW pour les applications à des fortes puissances. L'étude de la stabilité en température conserve toute son importance pour des applications standards telles que les duplexeurs : par exemple, le filtre d'émission (filtre Tx) dans le cas du duplexeur PCS est en mesure de supporter une puissance incidente importante qui peut atteindre 29 dBm ($\sim 800\text{mW}$)^[R.3.47]. A niveau de puissance incidente constant, voire supérieur, il est probable, du fait de la réduction continue des dimensions des résonateurs, et de leur utilisation à des fréquences de plus en plus élevées, que les limites de leurs performances exprimées en termes de densité de puissance soient rapidement atteintes, même avec les meilleures performances de la technologie BAW^[R.3.57, R.3.62]. Aussi, les variations des paramètres de fonctionnement du BAW lorsque sa température varie doivent être connus et quantifiés pour déterminer les plages de puissance et de température dans lesquelles les dispositifs seront fonctionnels. En effet, il est bien connu dans la littérature que les variations de la température modifient les paramètres clefs du résonateur^[R.3.48, R.3.61], parmi lesquels, par exemple, la fréquence de résonance, laquelle varie quasi-linéairement en fonction de la température du dispositif^[R.3.17, R.3.53]. Pour quantifier ce phénomène, on définit pour la fréquence de résonance f_r par exemple, le TCf_r qui

correspond à la variation relative de la fréquence de résonance f_r , exprimée en partie par million (**ppm**) par rapport à une valeur initiale définie à une température de référence par °C ou K. Par convention, ce paramètre est donné en ppm/°C ou ppm/K et donc son expression finale est la suivante :

$$TCf_r(ppm/^{\circ}C) = \left[\frac{f_r(T_1) - f_r(T_0)}{f_r(T_0)} \right] \frac{10^6}{(T_1 - T_0)} \quad (Eq.3-53)$$

Les composants utilisés dans un téléphone mobile doivent pouvoir fonctionner dans une plage de température de -30 °C à +85 °C. Pour cette raison, la variabilité des paramètres clefs d'un résonateur BAW doit être connue et maîtrisée le plus précisément possible dans cette plage de température. Pour ce faire, cette dérive en fréquence en fonction de la variation de température doit être modélisée et intégrée dans les logiciels de simulation électrique pour les BAWs tel qu'ADS afin d'en tenir compte lors de la conception du filtre BAW par exemple.

L'estimation de la température est également importante pour l'étude de la fiabilité du dispositif. En effet, il est connu qu'une augmentation de la température réduit en général la durée de vie du dispositif et accélère son vieillissement^[R.3.66]. La température stimule le vieillissement du composant et réduit sa durée de vie du fait de l'accélération des réactions chimiques aux interfaces, des dilatations thermiques, et d'autres processus physico-chimiques^[R.3.66]. Ce processus est bien représenté par le modèle d'Arrhenius qui est largement utilisé pour décrire l'évolution de la durée de vie en fonction de la température :

$$TF = A \cdot \exp\left(\frac{E_a}{k_b T}\right) \quad (Eq.3-54)$$

où TF est le temps moyen de bon fonctionnement, A est un facteur scalaire arbitraire qui dépend du matériau, k_b la constante de Boltzmann et E_a l'énergie d'activation du mécanisme^[R.3.63].

Cette étude en température concerne aussi les propriétés piézoélectriques de la couche résonante. En effet, des études précédentes sur d'autres matériaux comme le PZT sous puissance RF importante ont montré que leurs propriétés piézoélectriques (facteur de qualité mécanique, facteur de couplage) ont tendance à se dégrader sous forte puissance et à haute température^[R.3.64, R.3.65].

L'étude expérimentale montre que les paramètres clefs du résonateur piézoélectrique tels que la composition chimique de la couche piézoélectrique, le point de Curie, le facteur de couplage, la fréquence de résonance et d'antirésonance, le facteur de qualité, le facteur de pertes diélectrique ($\tan(\delta)$) et le facteur de pertes mécaniques subissent en général une dégradation de leurs caractéristiques en fonction de la puissance appliquée, principalement due à la génération de la chaleur dans le dispositif. Pour quelques-uns de ces paramètres, il est possible de mesurer la contribution due à l'effet d'un champ électrique élevé dans la structure^[R.3.64]. Une méthode possible pour décorrélérer l'effet de la température de l'effet du champ consiste à faire une première mesure en fonction de la puissance appliquée tout en mesurant la température du dispositif en fonction de la puissance dissipée,

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

puis de refaire les mêmes mesures dans une enceinte en faisant varier uniquement la température. Si seul l'effet de température est présent, les deux courbes se superposent. Si un effet de champ se manifeste, un écart entre les deux courbes est observé.

La mesure de la dépendance des paramètres cités ci-dessus est possible dans les enceintes dédiées à ce genre d'expérience. Ce point permet de maîtriser la loi d'évolution du paramètre étudié en fonction de la température. Pour maîtriser son évolution en fonction de la puissance appliquée, il est nécessaire de connaître la température du dispositif. Ceci constitue l'objectif de cette partie du manuscrit.

Enfin, s'il est important de connaître la température du dispositif c'est que les constantes élastiques et diélectriques du BAW se révèlent au second ordre sensibles à ce paramètre, ce qui induit une augmentation des effets nonlinéaires avec la température du composant. Une telle dépendance a été prouvée expérimentalement en mesurant les effets nonlinéaires à différentes températures. Il résulte de ces expériences que le niveau de génération d'harmoniques diminue considérablement avec la température du dispositif testé [R.3.67].

Une meilleure compréhension des variations des paramètres clefs des résonateurs BAW, en vue de faciliter leur conception, d'étudier leur fiabilité et les nonlinéarités, justifie que l'investigation du comportement thermique des dispositifs BAW constitue l'une des motivations principales de cette partie de l'étude.

III.3. Source de chaleur dans un BAW:

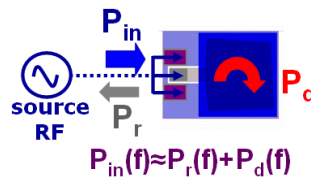


FIG.3-10: Bilan de puissance sur un résonateur BAW

Avant de mettre en équation la problématique, il est important de bien localiser les sources génératrices de chaleur sous puissance RF dans un dispositif BAW. Tout d'abord, nous commençons par rappeler la distribution de la puissance RF dans un dispositif BAW. On considère le bilan de puissance dans un résonateur BAW à 1-port, lorsqu'il est soumis à un signal RF à une fréquence précise $P_{in}(f)$. Une première partie du signal $P_r(f)$ est automatiquement réfléchi à l'entrée du BAW. Une partie très faible (comparée à P_{in} , surtout à forte puissance) est emmagasinée dans la capacité MIM du résonateur qu'on néglige pour le reste de l'étude. La dernière partie est considérée comme dissipée dans le résonateur. On peut ainsi écrire le bilan de puissance dans un résonateur à 1-port comme suit (**FIG.3-10**):

$$P_{in}(f) = P_r(f) + P_d(f) \quad (\text{Eq.3-55})$$

Pour un même niveau du signal d'entrée P_{in} , le pourcentage de puissance réfléchi P_r et de puissance absorbée P_d dépend de la fréquence f , comme le montre la (**FIG.3-11**). Si on suppose que le paramètre

S_{11} du résonateur (qui correspond au rapport $P_r(f)/P_{in}(f)$) ne varie pas pour des fortes puissances, les mesures du S_{11} à faible puissance (0dBm) montrent, à des fréquences éloignées de l'intervalle de résonance $[f_r, f_a]$, qu'une grande partie de la puissance est réfléchiée par le résonateur (à 85%). Un maximum d'absorption est obtenu pour une fréquence voisine de f_a :

$$f \approx \sqrt{f_r f_a} \quad (\text{Eq.3-56})$$

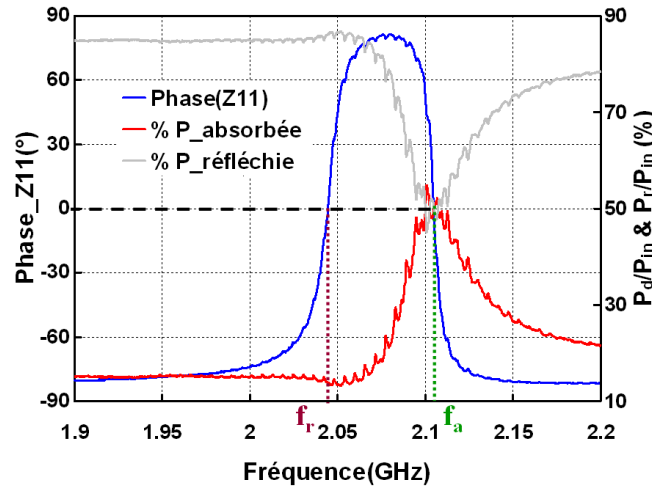


FIG.3-11: Puissance réfléchiée et puissance dissipée dans un résonateur BAW en fonction de la fréquence, la courbe de phase met en évidence les fréquences de résonance et d'antirésonance du résonateur

Pour les mesures à forte puissance, un banc de mesure a été conçu pour caractériser les puissances incidente, réfléchiée et absorbée par le dispositif. Le banc est décrit par la **FIG.3-12**.

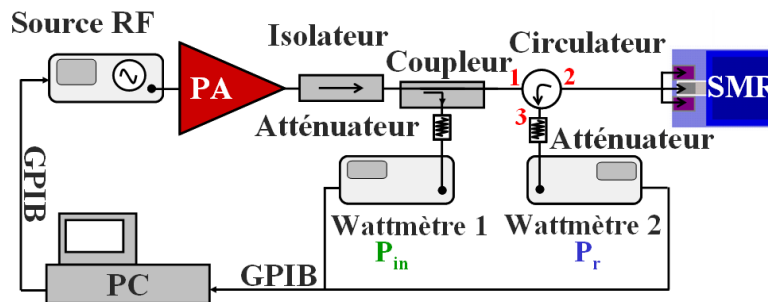


FIG.3-12: Banc de puissance utilisé pour la mesure de P_{in} , P_r , P_d en fonction de f pour un résonateur BAW SMR

Une source RF Agilent MXG N5181A (250kHz-6GHz) spectralement pure et très stable en fréquence est utilisée pour émettre un signal à la fréquence choisie. Le signal émis (à 0dBm) est amplifié par un amplificateur de puissance (PA) Ophir 5140FE (0,3GHz-3GHz) qui peut délivrer une puissance de sortie allant jusqu'à 10W. La puissance délivrée par le PA est envoyée vers le résonateur. Un isolateur est utilisé à la sortie de l'amplificateur pour le protéger de la puissance réfléchiée. Pour mesurer le niveau du signal à l'entrée du SMR, un coupleur -20dB est utilisé avec un Wattmètre. Un atténuateur

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

protège l'entrée du Wattmètre. La puissance à l'entrée du SMR P_{in} est déduite de la puissance mesurée par le 1^{er} Wattmètre P_{W1} grâce à la relation suivante:

$$P_{in}(f) = P_{W1} + \text{Atténuation} + P_{\text{coupleur}} + P_{\text{circulateur},21} \quad (\text{Eq.3-57})$$

où P_{coupleur} et $P_{\text{circulateur},21}$ sont respectivement les pertes d'insertion du coupleur et du circulateur (entre l'entrée 1 et 2) mesurées avec un analyseur de réseau vectoriel (VNA) (Agilent Technologies N5230A 300kHz-20GHz). Un deuxième Wattmètre est utilisé pour mesurer la puissance réfléchie par le résonateur $P_r(f)$ à travers un circulateur et un atténuateur:

$$P_r(f) = P_{W2} + \text{Atténuation} + P_{\text{circulateur},32} \quad (\text{Eq.3-58})$$

$P_{\text{circulateur},32}$ est ici la perte d'insertion du circulateur (entre l'entrée 2 et 3) mesurée avec le VNA. Afin de pouvoir réaliser un balayage en fréquence et une acquisition de donnée rapides, le système est piloté informatiquement par des connexions **GPB** (General Purpose Instrument Bus). Un logiciel qui permet de fixer la plage de fréquence à balayer, le pas en fréquence, l'amplitude du signal de la source, et gère l'enregistrement des puissances détectées par les deux Wattmètres. Le niveau de sortie de l'amplificateur de puissance est réglé manuellement et un fichier de calcul Excel est utilisé pour remonter aux puissances P_{in} , P_r et P_d en fonction de la fréquence dans un résonateur à l'aide des équations données plus haut. Cette méthode est analogue à la méthode de de-embedding proposée par B. Ivira *et al.* pour extraire la puissance absorbée par un BAW^[R.3.54]. Comparées aux valeurs mesurées à 0 dbm avec une calibration standard de type (Short-Open-Load) et pour des niveaux de puissance inférieurs à 33 dBm à l'entrée du SMR, les mesures ne montrent aucune dégradation ou variation significative du pourcentage de puissance réfléchie ou absorbée. Toutefois, on peut remarquer une translation négative sur l'échelle des fréquences due à l'auto-échauffement du dispositif (**FIG.3-13**).

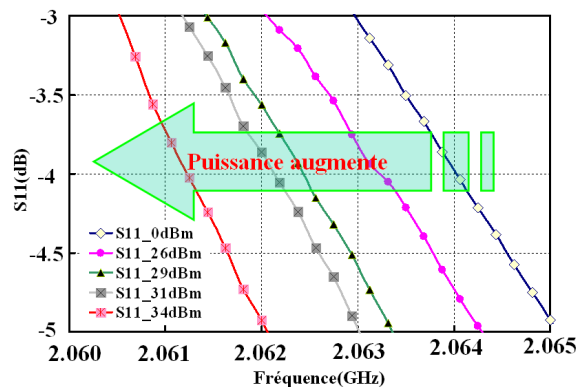


FIG.3-13:Exemple de dérive du S11 en fonction de la puissance appliquée du fait de l'auto-échauffement du BAW

Pour définir correctement la source de chaleur dans un BAW, il est important de comprendre les phénomènes qui mènent à la génération de chaleur dans un tel dispositif. D'une façon générale, dans le cas d'un dispositif piézoélectrique, il existe trois sources possibles de chaleur: les pertes mécaniques, l'effet Joule et les pertes diélectriques. La contribution de chaque mécanisme à la dissipation d'énergie

varie en fonction de la fréquence du signal à l'entrée du dispositif. Les deux premiers effets sont souvent négligeables pour la plupart des applications piézoélectriques tandis que le troisième effet représente en général la source de dissipation d'énergie la plus importante dans les diélectriques.

Dans le cas du BAW, les trois effets peuvent avoir des effets d'importance variable sur les pertes d'énergie selon le comportement électrique du résonateur (et suivant la proximité de f_r ou de f_a etc.). Cependant, il faut comprendre que ces pertes d'énergie ne sont pas entièrement transformées en chaleur : elles peuvent se manifester sous la forme d'effets nonlinéaires, de modes parasites, etc. Une partie de l'énergie mécanique du résonateur, par exemple, est perdue sous la forme de pertes acoustiques qui sont négligeables à la résonance (car l'énergie mécanique est bien confinée dans la partie active du résonateur) mais qui ne le sont pas du tout à l'antirésonance^[R.3.58]. Cette énergie va, en général, exciter des modes parasites et ne conduit pas à un échauffement.

Dans les paragraphes suivants, on introduit chaque type de perte d'énergie en restant attaché au contexte de l'étude, c'est-à-dire les BAW SMR.

III.3.1. Echauffement par pertes mécaniques:

L'échauffement par pertes mécaniques est dû principalement aux vibrations mécaniques qui sont liées à la viscosité dans un milieu acoustique réel. Dans le cas d'un milieu parfait acoustiquement parlant (linéaire et sans pertes acoustiques) la relation entre la déformation S et la contrainte T est définie par la loi linéaire de Hooke^[R.3.35]:

$$T = cS \quad (Eq.3-59)$$

où c est le tenseur des rigidités. Si le milieu obéit à la loi de Hooke, aucune absorption acoustique n'a lieu. Par conséquent, l'énergie acoustique se conserve et l'amplitude de l'onde ne diminue pas au cours du temps (amplitude constante). Par contre, dans un milieu réel, il existe des pertes d'énergie du fait de la nonlinéarité du milieu et de la viscosité qui vont extraire de l'énergie à l'onde fondamentale, soit sous forme d'harmoniques de fréquences supérieures ou sous forme de chaleur^[R.3.35]. Le fait que le milieu présente un coefficient de viscosité η non nul se traduit par la décroissance de l'amplitude de l'onde au cours du temps si un apport d'énergie n'est pas fourni au système. Ainsi, la relation entre la contrainte et la déformation dépend du temps et la nouvelle relation entre S et T s'écrit :

$$T = cS + \eta \frac{dS}{dt} \quad (Eq.3-60)$$

D'un point de vue énergétique, ceci se traduit par la dissipation d'une partie de l'énergie de l'onde acoustique sous forme de chaleur^[R.3.35]. Cette perte d'énergie peut constituer une source principale de génération de chaleur dans une couche piézoélectrique comme l'ont rapporté Takashi Tamamoto *et al.* lors de l'étude de la dissipation d'énergie dans le PZT^[R.3.64] : les vibrations mécaniques et les pertes diélectriques constituent dans leur cas les sources principales de génération de chaleur sous forte puissance dans ce matériau^[R.3.64].

Pour quantifier cette part d'énergie dissipée par viscosité, un facteur de perte mécanique δ_m est défini pour la couche piézoélectrique, comme étant le rapport entre l'énergie dissipée par cycle et l'énergie acoustique disponible dans la couche piézoélectrique :

$$\delta_m = \frac{\int_V (\omega^2 \eta S^2) dV}{\int_V \frac{1}{2} (\rho v_a^2 + c S^2) dV} = \frac{\omega \eta}{v_a^2 \rho} \quad (\text{Eq.3-61})$$

Ce facteur dépend de la pulsation $\omega = 2\pi f$, de la viscosité η , de la densité volumique ρ et de la vitesse acoustique v_a . En inversant ce facteur, on obtient le facteur de qualité mécanique Q_m de la couche piézoélectrique. Ce facteur δ_m a tendance à croître avec la température. Cela signifie que les pertes mécaniques augmentent avec la température du dispositif, ce qui entraîne une dégradation des propriétés de la couche piézoélectrique [R.3.64].

III.3.2. Echauffement par pertes diélectriques:

Les pertes diélectriques constituent une source importante d'échauffement dans un matériau diélectrique. Un diélectrique est un matériau qui présente la capacité de se polariser une fois placé dans un champ électrique, c'est-à-dire que les charges positives et les charges négatives sont attirées par les électrodes de polarité opposée. Si on inverse la polarité, les charges sont attirées dans le sens opposé. C'est ce qui se passe si on applique un champ électrique alternatif (i.e. les charges en suivent les variations et s'inversent à chaque alternance). Ces inversions répétées de charge s'accompagnent de pertes d'énergie, sauf dans le cas d'un isolant parfait tel que le vide [R.3.60]. Dans le cas d'un diélectrique réel, la polarisation change de sens avec le champ électrique, mais avec un retard dû à une certaine viscosité diélectrique qui cause des pertes d'énergie (similaire à la viscosité mécanique).

A partir de cette image simplificatrice du phénomène de pertes diélectriques, il est assez intuitif de déduire la forte dépendance de ce type de pertes en fréquence : plus la fréquence du champ électrique est élevée, plus les frottements sont intenses et plus le dégagement de chaleur est important [R.3.59].

Pour tenir compte du phénomène de pertes diélectriques, on définit une permittivité complexe :

$$\varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon'' \quad (\text{Eq.3-62})$$

où :

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 \varepsilon_r \quad (\text{Eq.3-63})$$

$$\varepsilon'' = \varepsilon_0 \varepsilon_r \tan(\delta) \quad (\text{Eq.3-64})$$

ε_0 est la permittivité du vide et ε_r la permittivité relative du diélectrique. Ce deuxième terme correspond aux pertes diélectriques dues à cette viscosité. δ est appelé l'angle de perte, c'est-à-dire le complément à $\frac{\pi}{2}$ de l'angle de déphasage de l'intensité sur la tension, et $\varepsilon_r \tan(\delta)$ est appelé le facteur de perte. Ce paramètre est une caractéristique du matériau qui peut dépendre de la température, de la

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

fréquence (comme cela a été montré précédemment dans la partie qui concerne l'étude des propriétés diélectriques de l'AlN) et de l'humidité. Dans la littérature, $\tan(\delta)$ pour l'AlN varie entre 10^{-4} et 10^{-3} sur une plage de fréquence entre $1kHz$ et $15GHz$, tandis que la dépendance en température est assez faible [R.3.73]. En général, les pertes diélectriques augmentent en fonction de la température de l'échantillon du fait de l'agitation thermique et d'autres phénomènes de collision de charges. Toutefois, dans le cas de l'AlN, ce phénomène n'est pas observé. On observe même le phénomène inverse : les pertes diélectriques diminuent légèrement avec la température [R.3.73].

Pour relier ces pertes aux paramètres du résonateur, il faut exprimer la puissance dissipée en fonction du courant, de la tension et du facteur de pertes. On considère donc la partie active du résonateur, c'est-à-dire la capacité Mo/AlN/Mo :

$$C_{AlN} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{r,AlN} A}{e_{AlN}} \quad (Eq.3-65)$$

avec A l'aire de la capacité, e_{AlN} son épaisseur et $\epsilon_{r,AlN}$ la permittivité relative de l'AlN dans notre cas. Si on applique au résonateur (considéré comme une capacité) une tension alternative U de fréquence f et d'amplitude U_m :

$$U(f) = U_m \sin(2\pi ft) \quad (Eq.3-66)$$

Idéalement, le courant dans la capacité est en avance d'un quart de période par rapport à la tension et son expression est :

$$I(f) = \frac{\partial Q}{\partial t} = I_m \sin(2\pi ft - \frac{\pi}{2}) \quad (Eq.3-67)$$

où $Q=CU$ est la charge emmagasinée dans la capacité.

Dans le cas réel, le courant électrique s'écrit avec un retard de phase de δ :

$$I(f) = I_m \sin(2\pi ft - \frac{\pi}{2} + \delta) \quad (Eq.3-68)$$

Et la puissance dissipée dans la structure est :

$$P(f) = U(f)I(f)\sin(\delta) = \iiint_V P_v dV \quad (Eq.3-69)$$

avec V le volume de la capacité et $P_v(f)$ la densité volumique de puissance (en W/m^3) donnée par l'expression suivante:

$$P_v(f) = 2\pi f E^2 \epsilon'' \quad (Eq.3-70)$$

où E est la valeur efficace du champ électrique, qui est reliée, dans le cas d'un signal sinusoïdal, à l'amplitude du champ E_m par la relation:

$$E = \frac{E_m}{\sqrt{2}} \quad (Eq.3-71)$$

et f est la fréquence. Finalement, pour un résonateur piézoélectrique, $\tan(\delta)$ peut être exprimée en fonction de f_a , f_r , Q_a , Q_r et du rapport de la capacité statique C_0 et de la capacité motionnelle C_m (comme dans le modèle électrique équivalent MBVD) comme suit [R.3.65] :

$$\tan(\delta) = 2\pi f_r C_m R_s = \left(\frac{1}{Q_r} - \frac{f_a}{f_r} \frac{1}{Q_a} \right) \frac{C_0}{C_m} \quad (\text{Eq.3-72})$$

III.3.3. Echauffement par effet Joule:

Les pertes par effet Joule sont beaucoup mieux connues et sont succinctement introduites. Lorsqu'une résistance thermique R est traversée par un courant I , elle dégage de la chaleur reliée à la dissipation d'énergie par effet Joule sous forme thermique. L'expression de cette puissance est :

$$P_{\text{Joule}} = RI^2 \quad (\text{Eq.3-73})$$

où I est la valeur efficace du courant. Contrairement aux pertes diélectriques qui apparaissent dans la couche piézoélectrique du résonateur, les pertes par effet Joule sont des pertes dues à la résistance des deux électrodes de Molybdène. Selon des études précédentes sur des résonateurs BAW, la puissance dissipée par effet Joule dans les électrodes peut être non négligeable, surtout à la fréquence de résonance, lorsque la densité de courant qui traverse le dispositif atteint son maximum [R.3.58, R.3.74].

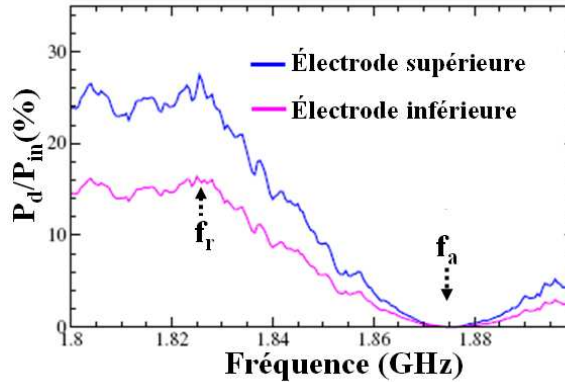


FIG.3-14: Pourcentage de puissance dissipée par effet Joule dans un BAW SMR en fonction de la fréquence [R.3.58]

La **FIG.3-14** montre que 40% à peu près de la puissance à l'entrée d'un BAW est dissipée par effet Joule à la fréquence de résonance. Pour la fréquence d'antirésonance, la densité de courant est minimale et les pertes par effet Joule atteignent leur minimum [R.3.58].

Un circuit équivalent qui permet de comprendre et de tenir compte des pertes énergétiques dans un BAW est le modèle MBVD [R.3.68-R.3.72]. On a déjà introduit le circuit électrique équivalent de ce modèle dans une partie précédente, en commentant les différents composants d'un point de vue énergétique (pertes acoustiques, diélectriques et électriques).

En conclusion de cette étude énergétique du BAW, on considère que la génération de chaleur a lieu non seulement dans la couche piézoélectrique (du fait des pertes diélectriques et mécaniques) mais

aussi dans les deux électrodes par effet Joule. La partie active du dispositif (Mo/AlN/Mo) est en conséquence considérée comme la source de chaleur, que ce soit pour le modèle analytique ou pour les simulations par éléments finis qui seront utilisées pour valider l'étude thermique.

III.4. Modèle thermique d'un BAW SMR:

Les explications qui précèdent montrent qu'il est nécessaire, pour une bonne conception de filtres BAW opérant à forte puissance, de modéliser l'influence des effets thermiques sur la réponse électrique du résonateur seul, puis sur l'ensemble du filtre. Dans ce contexte, le travail présenté dans ce paragraphe a pour objectif de contribuer à une meilleure compréhension du comportement thermique des résonateurs BAW soumis à de fortes puissances RF.

Ceci est relativement simple à faire quand la variation de température est connue et uniforme, en supposant que la relation entre f_r et T reste linéaire comme le suggère l'(**Eq.3-53**). Dans ce cas, il suffit d'utiliser cette équation pour déterminer la nouvelle fréquence $f_r(T_1)$, connaissant la variation de température $\Delta T = (T_1 - T_0)$, $f_r(T_0)$ et le TCf_r qu'on sait mesurer pour une technologie définie [R.3.17].

Le problème devient plus compliqué à étudier quand il s'agit de déterminer la variation de température due à une dissipation de puissance : ceci revient à modéliser l'auto-échauffement d'un résonateur BAW suite à la dissipation d'une partie de la puissance RF appliquée au dispositif. Une loi de la forme : $\Delta T = f(P_d)$ doit être définie, qui tiennent compte de la technologie utilisée pour réaliser le résonateur, de ses dimensions géométriques, de la fréquence du signal et de la puissance envoyée à l'entrée du dispositif P_{in} .

Au-delà de la complexité du problème à étudier, une grande difficulté provient notamment du manque de données expérimentales qui peuvent servir à la validation du modèle proposé. A l'exception des travaux de B. Ivira *et al.* [R.3.50-R.3.56] sur des résonateurs SMR et FBAR et le résultat de J. Ellä *et al.* [R.3.57] sur un filtre BAW, aucun résultat de caractérisation thermique pour les BAW n'a été publié dans la littérature, malgré les nombreuses années de recherche et développement. De même, la littérature est très peu abondante en ce qui concerne la modélisation thermique du BAW [R.3.57].

Les incertitudes sur la puissance dissipée effectivement dans le dispositif du fait des incertitudes de la mesure à haute puissance, de la définition de la résistance thermique de l'empilement et de la zone de diffusion thermique, font par ailleurs que cette étude est compliquée à mettre en place. Cependant, une estimation de la température avec des hypothèses simplificatrices peut se faire pour un BAW, ce qui guidera notre démarche. On s'intéresse dans notre modèle aux structures BAW SMR, dispositifs étudiés actuellement. Toutefois, cette étude peut être étendue pour le cas d'un FBAR en raisonnant d'une manière assez proche. La structure réelle d'un SMR est donnée par la **FIG.3-15(a)**. La partie active du dispositif est la capacité Mo/AlN/Mo, dans laquelle la puissance RF est principalement dissipée (voir paragraphe précédent) et joue le rôle d'une source de chaleur. Le flux thermique diffuse autour de la partie active afin d'aboutir à un équilibre thermique. En première approximation, on peut restreindre l'étude à la partie qui est encadrée en rouge sur la **FIG.3-15 (a)** et représentée en **FIG.3-**

15(b) . Ceci nous permet de simplifier considérablement le modèle, sans changer fondamentalement les propriétés thermiques de la structure. L'objectif est de déterminer la température maximale T_{max} et la température au sein de chaque couche en fonction de la puissance dissipée P_d et de la technologie utilisée. Comme l'illustre la **FIG.3-15(b)**, on suppose que toutes les couches ont les mêmes dimensions dans le plan XY (couches carrées de surface $A = (100\mu m)^2$ et de côté $a=100\mu m$) avec des épaisseurs différentes.

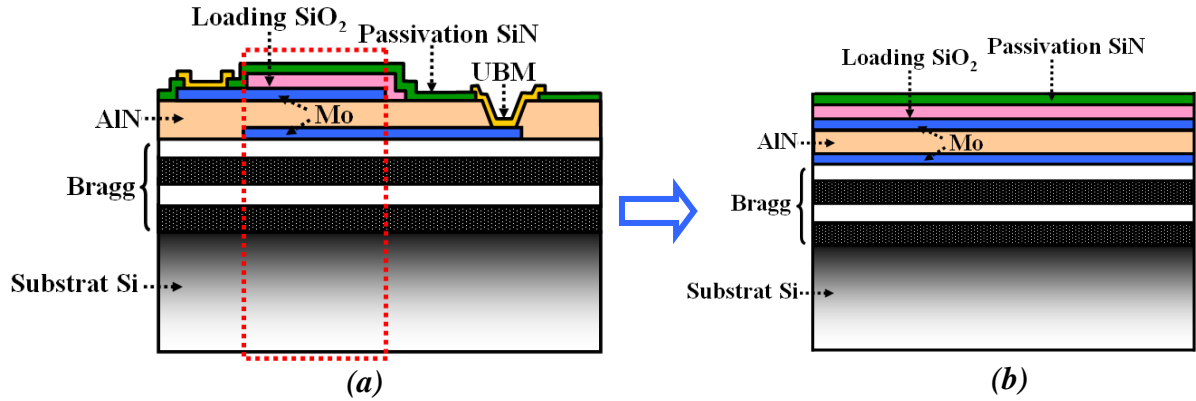


FIG.3-15:(a) Section réelle d'un dispositif BAW SMR, (b) Section simplifiée du dispositif BAW SMR qui est considérée pour le modèle

Deux empilements comprenant des réflecteurs de Bragg différents seront étudiés puis comparés thermiquement : un bicouche SiN/SiOC (SMR1) et un bicouche W/SiO₂ (SMR2). Dans notre cas, on suppose que le résonateur est en régime établi $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0\right)$, ainsi, aucun effet transitoire n'est pris en compte dans cette étude, dont le but consiste à fournir un modèle thermique simple et facile à utiliser. Ce modèle fournit une expression qui définit du mieux possible la température maximale du SMR ainsi que l'évolution de la température à l'intérieur de l'empilement en fonction de P_d . En tenant compte de la forte densité de puissance et de la petite surface du résonateur, on suppose que la température est uniforme dans le plan XY dans la surface active thermiquement, et qu'elle ne dépend que de z . Ainsi, on se place dans le cas d'un problème unidimensionnel :

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} = \frac{\partial^2}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{Eq.3-74})$$

Cette hypothèse est discutée en fin de cette partie en considérant les résultats de simulation et la mesure expérimentale. Pour résoudre un problème thermique, il est nécessaire de bien définir les conditions aux limites. Dans notre cas, on suppose que la base du substrat est à la température ambiante $T_{amb}=20^\circ C$. Cette hypothèse semble judicieuse compte tenu de la grande épaisseur du substrat ($e_{substrat}=725\mu m$ et $e_{SMR}=6\mu m$) comparée à l'épaisseur du SMR (le réflecteur de Bragg + la partie active+la couche de SiO₂ loading + la couche de passivation).

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Dans cette forme simple, le SMR peut être considéré comme un système de n couches d'épaisseur e_i de même surface A , avec une conductivité thermique λ_i et une résistance thermique R_i , où l'indice i indique le numéro de la couche compris entre 0 et n (la couche $n^\circ 0$ est le substrat) (**FIG.3-16 (a)**).

Un seul modèle thermique a été proposé dans la littérature: c'est celui de Ellä J. *et al.* en 2002 qui permet le calcul de la température maximale du résonateur à partir de sa résistance thermique équivalente R_{SMR} et la puissance dissipée P_d dans le résonateur^[R.3.57]:

$$\Delta T_{max} = T_{max} - T_0 = R_{SMR} P_d \quad (\text{Eq.3-75})$$

où T_0 est la température du dispositif avant d'appliquer le signal RF. Pour calculer la résistance thermique équivalente du SMR, on considère uniquement la conductivité du substrat et la surface du résonateur :

$$R_{SMR} \approx \left(\pi \lambda_{substrate} \sqrt{A} \right)^{-1} \quad (\text{Eq.3-76})$$

Ceci revient à dire que la résistance thermique du SMR est approximativement celle du substrat. Comparées aux résultats des mesures sur les résonateurs d'un filtre BAW en technologie SMR utilisant le ZnO comme matériau piézoélectrique et un miroir de Bragg SiO_2/W sur un substrat de verre, les valeurs annoncées par le modèle correspondent bien aux valeurs mesurées^[R.3.57]. La puissance dissipée dans chaque résonateur est calculée à l'aide du circuit équivalent MBVD des résonateurs mesurés seuls.

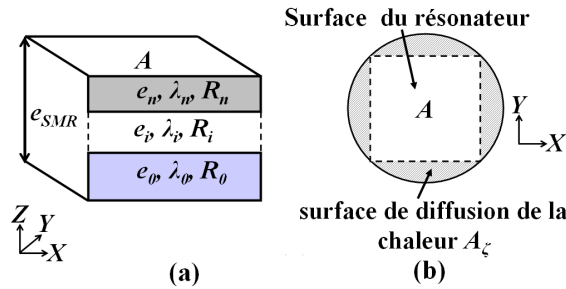


FIG.3-16:(a) l'empilement multicouche considéré pour l'étude avec les paramètres de chaque couche, (b) la surface effective de la diffusion de la chaleur dans un SMR (en vue de dessus) et le système de coordonnées

Comme cela est expliqué en conclusion de l'article présentant le modèle de Ellä J. *et al.*, celui-ci permet une bonne approximation de la résistance thermique du dispositif si le substrat est un mauvais conducteur thermique tel que le verre ($\lambda_{verre} = 1,04\text{W/Km}$). Dans un tel cas, il est possible de négliger la résistance thermique des autres couches, à cause du grand rapport d'épaisseur et de la résistivité thermique des couches qui se révèle négligeable par rapport à celle du substrat. Dans le cas où le substrat est meilleur conducteur thermique, tel que le silicium ($\lambda_{Si}=150\text{W/(Km)}$), ceci n'est plus vrai. En effet, la résistance thermique du substrat est divisée d'un facteur 150 par rapport à celle d'un substrat en verre, et certains matériaux diélectriques utilisés dans le réflecteur de Bragg présentent une

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

très forte résistance thermique, tels que le SiOC ($\lambda_{SiOC}=0,3W/(Km)$) et le SiO₂ ($\lambda_{SiOC}=1,4W/(Km)$) , qui commence à devenir non négligeable par rapport à celle du substrat.

En conséquence, pour avoir une estimation précise de R_{SMR} dans le cas général, toutes les couches SMR doivent être prises en compte a priori, à la différence de ce que propose le modèle de Ellä.

En outre, il est évident que la contribution d'une couche à la résistance thermique totale de l'empilement doit dépendre de son épaisseur : plus la couche est épaisse plus son impact sur l'ensemble de la résistance thermique du SMR est important. Il s'agit également d'un paramètre important, non pris en compte dans le modèle de la littérature.

Pour une telle raison, on définit dans notre modèle un coefficient d'épaisseur α_i pour chaque couche, défini de la façon suivante:

$$\alpha_i = \frac{e_i}{\sum_{i=0}^n e_i} = \frac{e_i}{e_{SMR}} \quad (Eq.3-77)$$

où e_{SMR} est l'épaisseur totale de l'empilement. Enfin, si on suppose que notre empilement est isotrope dans le plan XY, la chaleur diffuse d'une façon isotrope dans le plan XY et par conséquent il est plus judicieux de définir la surface thermique comme le cercle circonscrit ζ plutôt que la surface carrée du résonateur (**FIG.3-16(b)**). La relation entre A_ζ (l'aire du cercle ζ) et A s'écrit:

$$A_\zeta = \frac{\pi}{2} A \quad (Eq.3-78)$$

Cette hypothèse est également discutée plus loin en se fondant sur les résultats expérimentaux et les résultats des simulations.

Pour obtenir la résistance thermique totale du SMR, l'(**Eq.3-76**) est appliquée pour chaque couche de l'empilement afin de déterminer R_i en substituant A par A_ζ :

$$R_i \approx (\pi \lambda_i \sqrt{A_\zeta})^{-1} \quad (Eq.3-79)$$

Lorsque les résistances thermiques sont en série (c'est-à-dire traversées par le même flux thermique), elles s'additionnent (comme les résistances électriques). Une grande similitude existe entre les problèmes thermiques et les problèmes électriques. Cela conduit à une certaine analogie entre les grandeurs thermiques et les grandeurs électriques et permet d'utiliser « les lois de l'électricité » pour résoudre plus simplement les problèmes thermiques. Cette analogie est introduite par la suite pour calculer la variation de la température au sein de la structure SMR.

La résistance totale du SMR est donc le « barycentre » de toutes les résistances thermiques de l'empilement dont les coefficients pondérés sont dans notre cas les coefficients d'épaisseur α_i (ce qui permet de tenir compte de l'épaisseur de la couche) :

$$R_{SMR} = \sum_{i=0}^n \alpha_i R_i = \frac{I}{e_{SMR}} \sqrt{\left(\frac{2}{\pi^3 A}\right)} \left(\sum_{i=0}^n \frac{e_i}{\lambda_i}\right) \quad (Eq.3- 80)$$

Si $\alpha_i R_i \ll \alpha_{substrat} R_{substrat}$, on se retrouve dans le cas du premier modèle ($R_{SMR} \approx R_{Substrat}$), avec une seule différence qui est l'aire active thermiquement. Cette relation générale donnée par l' (Eq.3- 80) doit être utilisée dans l' (Eq.3-75) pour le calcul de T_{max} d'un SMR s'il y a besoin de considérer toutes les couches. Le modèle actuel présente aussi l'avantage de permettre la comparaison des performances des différents empilements BAW d'un point de vue thermique, et de prendre en compte les paramètres géométriques de chaque couche. Si on veut comparer les deux empilements SMR1 et SMR2, en tenant compte des paramètres donnés dans le **Tableau.3-1**, pour une puissance dissipée de $1W$, on se retrouve avec la même variation de température pour les deux dispositifs si on utilise le modèle de la littérature :

$$\Delta T_{Max,SMR1}(1W) = \Delta T_{Max,SMR2}(1W) \approx 16^\circ C \quad (Eq.3- 81)$$

Tandis qu'avec le modèle proposé, la résistance thermique du Bragg SiN/SiOC est supérieure à la résistance thermique du Bragg W/SiO₂: on obtient deux températures différentes :

$$\Delta T_{Max,SMR1}(1W) \approx 24^\circ C \text{ et } \Delta T_{Max,SMR2}(1W) \approx 19^\circ C \quad (Eq.3- 82)$$

Les températures obtenues avec le nouveau modèle sont supérieures à celles fournis par le modèle de la littérature, ce qui s'explique par une résistance thermique supérieure (car on prend en considération les autres couches). Ces résultats permettent de montrer que le SMR2 est meilleur du point de vue thermique. Ceci s'explique par la résistance thermique plus faible du réflecteur de Bragg qui va permettre un meilleur transfert thermique vers le substrat.

Couche :	Epaisseur (µm)	ρ (kg/m ³)	E (GPa)	λ (W/m.K)	α (10 ⁻⁶ /K)
Si	725	2330	165	150	2,5
SiN	1,13	2600	280	25	3
SiOC	0,325	2100	78	0,3	15
W	0,65	19250	410	174	4,5
SiO ₂	0,75	2200	70	1,4	0,5
Mo	0,25	10280	329	142	5
AlN	1,25	3280	305	285	4
SiN_passiv	0,2	2600	280	25	3

Tableau.3-1: Propriétés des matériaux utilisées pour le modèle et les simulations

La connaissance de la température maximale de l'empilement, qui est la température de la partie active du dispositif, est importante pour la conception et la modélisation des filtres à forte puissance. Pour l'étude de la fiabilité du dispositif, au-delà de la connaissance de T_{max} , il est également important de comprendre et connaître le gradient thermique à l'intérieur de l'empilement, c'est-à-dire la variation de la température en fonction de Z dans l'empilement BAW. Conformément aux lois de la thermodynamique, lorsqu'une source de chaleur est en contact avec des solides ayant des températures

différentes, un transfert de chaleur, suivant un ou plusieurs types de transferts thermiques qui seront présentés par la suite, s'effectue entre les différentes parties du système afin d'atteindre l'équilibre thermodynamique^[R.3.75]. Ainsi, la chaleur produite dans la partie active est transférée vers le reste du SMR (y compris le substrat), et modifie la distribution interne de la température du dispositif. Pour étudier les variations de la température le long de l'axe Z, il est nécessaire d'étudier l'importance des différents mécanismes de transport de chaleur dans le SMR.

Il existe trois types de transferts thermiques, qui peuvent se manifester séparément ou simultanément : la conduction, la convection et le rayonnement. Il a fallu longtemps pour qu'on puisse distinguer les différents types de transfert thermique et les classer.

La conduction thermique est la propagation de la chaleur, de molécule à molécule, dans un corps ou dans plusieurs corps contigus et non réfléchissants, sans qu'il y ait mouvement du milieu ou que ce mouvement intervienne dans la transmission de la chaleur^[R.3.59]. Ce mode de transmission caractérise essentiellement les transferts de chaleur dans les solides ou entre corps solides contigus quand il existe un gradient de température au sein d'un milieu. La conduction intervient également dans les liquides et les gaz mais son effet est marginal par rapport à celui de la convection en général.

Le transfert de chaleur par conduction en régime permanent est décrit par la loi de Fourier qui exprime la quantité de chaleur dQ qui traverse une surface A d'épaisseur dz et de conductivité λ durant un temps dt :

$$dQ = -\lambda A \frac{\partial T}{\partial z} dt \quad (\text{Eq.3- 83})$$

Ainsi le flux thermique (homogène à une puissance W) s'écrit :

$$\vec{\Phi} = \frac{dQ}{dt} \vec{e}_z = -\lambda A \frac{\partial T}{\partial z} \vec{e}_z \quad (\text{Eq.3- 84})$$

En régime permanent, le flux est constant et donc la température varie linéairement dans le matériau.

Le deuxième type de transfert thermique est la convection. Celle-ci caractérise la propagation de la chaleur dans un fluide, un gaz ou un liquide, dont les molécules sont en mouvement^[R.3.59]. La convection est naturelle si le mouvement du fluide résulte uniquement des différences de masse volumique causées par les différences de température. La convection est forcée si le mouvement du fluide est provoqué par des moyens mécaniques indépendants des phénomènes thermiques.

Quel que soit le mode de convection, le transfert d'énergie entre la surface d'un corps solide à une température T et le fluide environnant se fait par conduction et la densité de flux d'énergie à la surface permet de définir le flux de chaleur échangé par convection :

$$\vec{\Phi} = hA(T - T_{\text{fluide}}) \vec{e}_z \quad (\text{Eq.3- 85})$$

Cette équation est appelée la loi de Newton, où h représente le coefficient de transfert convectif qui dépend des propriétés du fluide. Ce type de transfert de chaleur peut exister entre la couche de passivation du SiN et l'air dans notre cas.

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Le dernier type de transfert thermique est le rayonnement thermique. Dans ce cas, le transfert thermique s'effectue par des ondes électromagnétiques qui se propagent en ligne droite sans aucun support de matière. Le rayonnement thermique concerne les ondes électromagnétiques dont la longueur d'onde couvre le spectre ultraviolet et le spectre infrarouge (de 10 nm à 100 µm) en passant par le spectre visible (0,38 µm à 0,76 µm).

Aux températures des applications industrielles, le rayonnement est surtout constitué par de l'infrarouge^[R.3.59].

D'après la loi de Stéphan, le flux de chaleur échangé entre la surface A à une température $T_A(K)$ et le milieu ambiant à une température $T_l(K)$ peut s'écrire :

$$\vec{\Phi} = -\sigma \varepsilon A (T_A^4 - T_l^4) \vec{e}_z \quad (\text{Eq.3- 86})$$

où $\sigma = 5,67.10^{-8} \text{ W } / (\text{m}^2 \text{ K}^4)$ est la constante de Stéphan-Boltzmann et ε l'émissivité de la surface.

Comme dans le cas de la convection, ce type de transfert peut être important à l'interface SiN/Air.

Avant de commencer l'analyse thermique du SMR, il est intéressant de comparer les flux thermiques issus des différents types de transfert de chaleur pour le SMR afin de simplifier les équations par la suite.

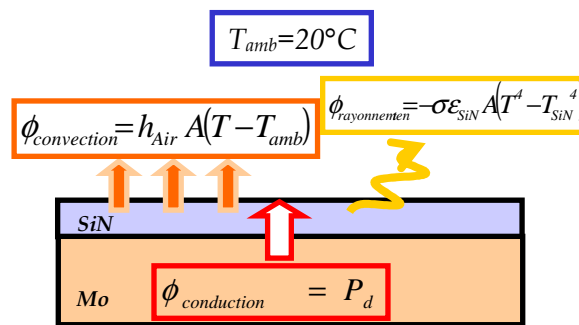


FIG.3-17: Représentation des différents flux thermique à l'interface supérieure d'un empilement SMR

Le transfert de chaleur entre les différentes couches peut être directement considéré comme un transfert par conduction en négligeant le flux du rayonnement et de la convection, car entre solides, la conduction est le mécanisme prépondérant du transfert de chaleur. La température de la base du substrat est supposée égale à l'ambiante, ce qui signifie que les flux de rayonnement et de convection sont supposés nuls. Il faut simplement comparer les trois flux à l'interface supérieure de l'empilement, qui est l'interface SiN_passiv/Air. A cette interface, les trois types de transfert coexistent. Pour savoir lequel est prépondérant, il suffit de calculer leurs rapports respectifs. De la même façon, on peut calculer en régime permanent le flux de conduction qui correspond à la puissance électrique dissipée P_d dans la partie active :

$$P_d = \Phi_{conduction} \quad (\text{Eq.3- 87})$$

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Si l'on considère le cas où $P_d = 1W$, la température du dispositif n'est pas supposée varier de plus de $100K$ [R.3.54], donc on peut supposer que $T_{max} \leq T_{amb} + 100K$ pour $P_d = 1W$

En considérant $T_{SiN} \leq T_{max}$, $T_{amb} = 300K$, $A = (100\mu m)^2$, $\epsilon_{SiN} \approx 0,9$ et $h_{Air} < 50W/(K.m^2)$, on obtient le premier rapport entre le flux dû au rayonnement et le flux dû à la conduction :

$$r = \left| \frac{\Phi_{rayonnement}}{\Phi_{conduction}} \right|_{max} = \frac{\sigma \epsilon_{SiN} A (T_{SiN}^4 - T_{amb}^4)}{P_d} \leq 10^{-5} \quad (Eq.3- 88)$$

On peut donc négliger le flux dû au rayonnement par rapport au flux de conduction.

De la même façon, on peut majorer le rapport de flux convectif et le flux de conduction :

$$r' = \left| \frac{\Phi_{convection}}{\Phi_{conduction}} \right|_{max} = \frac{h_{Air} A (T_{SiN} - T_{amb})}{P_d} \leq 5.10^{-5} \quad (Eq.3- 89)$$

On peut ainsi également négliger le flux de convection et en conséquence, le flux thermique se conserve dans le résonateur (on peut considérer que toute la chaleur reste confinée dans le résonateur et son substrat en l'absence de rayonnement ou convection efficaces). Ceci permet de simplifier le problème étudié, lequel se restreint à un régime de conduction de la chaleur obéissant à la loi de Fourier.

Dans ce cas, la variation de la température au sein de chaque couche ΔT est obtenue par la relation suivante : pour le transfert de chaleur, le flux de chaleur par conduction est donné par:

$$\Delta T = Q_{conduction} R_i \quad (Eq.3- 90)$$

où R_i est la résistance thermique de la couche concernée.

Pour un empilement de couches en série, il est intéressant de considérer l'analogie électrique-thermique pour résoudre le problème. En effet, les lois de l'électricité peuvent s'appliquer à un problème thermique pour les grandeurs analogues. Les éléments de cette analogie qui nous intéressent sont résumés dans la **FIG.3-18 (a)**. Ainsi, chaque couche est représentée par une résistance thermique. Le calcul des deux températures aux interfaces de chaque couche se fait simplement en connaissant T_{max} , P_d et la résistance thermique de chaque couche (**FIG.3-18 (b)**).

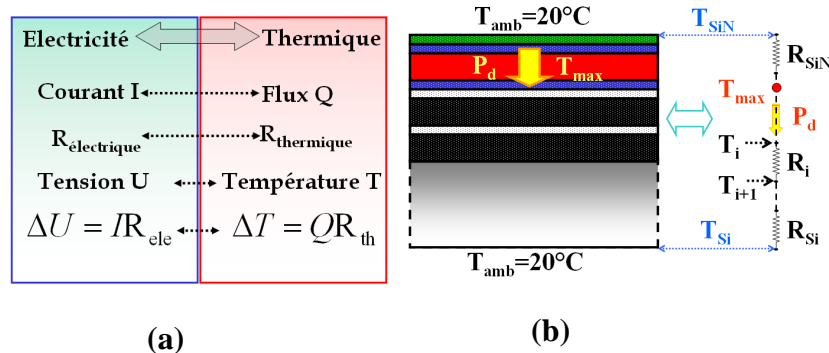


FIG.3-18: (a) Analogie électrique-thermique, (b) modèle thermique équivalent d'un SMR

Si nous considérons un SMR1, selon les données indiquées dans le **Tableau.3-1**, pour $P_d=1W$, $T_{max}=44^\circ C$. La température du haut du substrat T_{top_Si} peut être déduite à partir de la relation suivante:

$$T_{top_Si} = T_{max} - 2(R_{SiN} + R_{SiOC})P_d \approx 36^\circ C \quad (Eq.3- 91)$$

Une fois le modèle analytique établi, il est important de comparer ses résultats aux résultats expérimentaux, ainsi qu'à d'autres outils utilisés habituellement pour résoudre les problèmes de thermique, telles que les simulations par éléments finis.

III.5. Mesure thermique sur un BAW SMR:

Le but de cette partie est de déterminer expérimentalement la température du résonateur en fonction de la puissance dissipée pour une technologie connue. Les deux points clefs pour réaliser une telle mesure sont une évaluation précise de la puissance dissipée au sein du dispositif de mesure, ainsi qu'une bonne résolution thermique et spatiale. Dans le cadre de ma thèse, il n'était pas possible d'effectuer des mesures thermiques sur des résonateurs seuls et toutes les mesures réalisées (détaillées ultérieurement dans l'étude relative au filtre) sont des mesures réalisées sur un filtre entier. La problématique de l'estimation de la puissance dissipée dans chaque résonateur du filtre est détaillée dans cette même partie. Toutefois, dans le cadre de la thèse de Brice Ivira^[R.3.62], des mesures thermiques sur des résonateurs dont l'empilement est très proche de celui du SMR1 ont été réalisées. La puissance dissipée a été précisément déterminée pour une mesure tandis que pour les autres mesures, il s'agissait d'une estimation approximative. On va se servir de cette mesure pour évaluer les résultats de notre modèle. Une caméra infrarouge (munie d'un zoom optique pour atteindre une résolution spatiale de $2\mu m/pixel$) est utilisée pour obtenir une cartographie de la température du résonateur après correction de l'émissivité. La température est mesurée au $^\circ C$ près. Des détails complémentaires relatifs au montage expérimental ainsi qu'au dispositif étudié sont fournis dans le manuscrit de thèse^[R.3.62]. Les résultats obtenus par cette mesure sont illustrés par la **FIG.3-19**. Comme cela a été supposé dans le modèle thermique, la température est uniforme sur le résonateur et la surface active thermiquement est plus grande que la surface active du résonateur (carré en pointillés noir sur la **FIG.3-19**) et voisine de la surface du cercle circonscrit au résonateur. Pour une puissance dissipée de $1,28W$, $\Delta T_{max}=20^\circ C$ est obtenu. Selon le modèle présenté, à puissance dissipée identique, on s'attendait à $\Delta T_{max}=30^\circ C$.

Ce résultat peut être considéré comme une bonne estimation du résultat expérimental. Plusieurs raisons peuvent expliquer la différence entre les deux résultats. Une des plus importantes est la diffusion thermique de la chaleur autour du résonateur. En effet, il est possible de noter sur l'image infrarouge du SMR que la chaleur diffuse largement sur toute la surface entourant le résonateur (à peu près dix fois la taille du résonateur), certainement en raison de la bonne conductivité thermique de l'AlN déposé « pleine plaque ». Cette diffusion thermique entraîne le refroidissement de la partie

active du résonateur et explique en grande partie la différence entre l'expérience et le résultat du modèle.

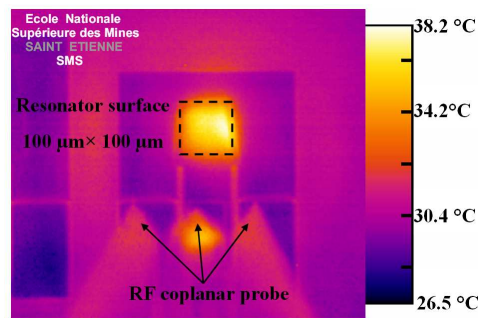


FIG.3-19:Imagerie Infrarouge d'un SMR1 pour $P_d=1,28$ W et une surface active $A= 100 \times 100 \mu m^2$ [R.3.62]

Il apparaît que la détermination de la puissance effectivement dissipée dans le résonateur soulève des questions relatives à l'incertitude du calcul. Le modèle présenté permet d'avoir un ordre de grandeur de la variation de la température avec des hypothèses simplificatrices qui peuvent aussi introduire un écart par rapport à la mesure. Dans la partie suivante, on présente les résultats de la simulation par éléments finis pour évaluer les hypothèses du modèle et comparer les deux technologies étudiées.

III.6. Modélisation thermique par éléments finis d'un BAW SMR:

La méthode de simulation par éléments finis reste un outil très puissant et largement utilisé dans le milieu industriel pour résoudre des problèmes physiques de complexité importante. Cet outil offre plusieurs avantages mais requiert la prudence lors de son utilisation. Il est nécessaire de bien définir les conditions limites, de mailler le plus finement possible les zones susceptibles d'être le siège d'une variation importante et rapide et de conserver un esprit critique lors de l'analyse des résultats obtenus [R.3.76].

L'un des aspects négatifs de cet outil, c'est qu'il nécessite un temps de calcul important. D'où l'intérêt de développer des modèles analytiques pour les cas simples.

Dans notre cas, des simulations avec *ANSYS Workbench Multiphysics* ont été effectuées afin d'évaluer T_{max} en fonction de P_d , et de visualiser la distribution de la température à l'intérieur du SMR pour comparer le comportement thermique des deux technologies différentes SMR1 et SMR2. Cette démarche permet aussi de vérifier nos hypothèses concernant les flux thermiques.

Pour cela, on se place dans des conditions de simulation proches des conditions de calcul du modèle, c'est-à-dire, les matériaux sont supposés isotropes, leurs coefficients sont indépendants de la température et les interfaces sont supposées parfaites (conservation de flux thermique aux interfaces). On se place dans le cas d'un régime établi. On suppose que la puissance est répartie uniformément dans la partie active du résonateur et qu'elle est modélisée comme une densité volumique de puissance. Les dimensions du résonateur (SMR1 ou SMR2) sont les mêmes que celles données dans

le **Tableau.3-1**. Pour se placer dans la même configuration que lors de la mesure expérimentale, un résonateur carré de surface $A = (100\mu\text{m})^2$ est considéré.

Le résonateur est monté sur un cube de silicium de 1mm de côté et toutes ses couches sont considérées « pleine plaque » (elles ont la même section que celle du cube de silicium), sauf l'électrode Mo supérieure et la couche de passivation qui sont toutes les deux gravées. La température de la base du substrat est fixée à 20°C, égale à la température ambiante. Les phénomènes de convection et de rayonnement au niveau de l'interface SiN/Air sont pris en compte dans les simulations. La structure présente deux axes de symétrie, en conséquence, il est possible de simuler seulement un quart de la structure en considérant des flux thermiques nuls à travers les plans de symétrie pour réduire le temps de calcul (**FIG.3-20 (a)**). Un maillage assez fin est choisi dans la surface active du résonateur ainsi que dans la partie du substrat proche du résonateur. Un exemple des résultats de simulation obtenus est donné dans la **FIG.3-20 (b)**. Il montre la distribution de la température dans un SMR1 pour $P_d=1W$.

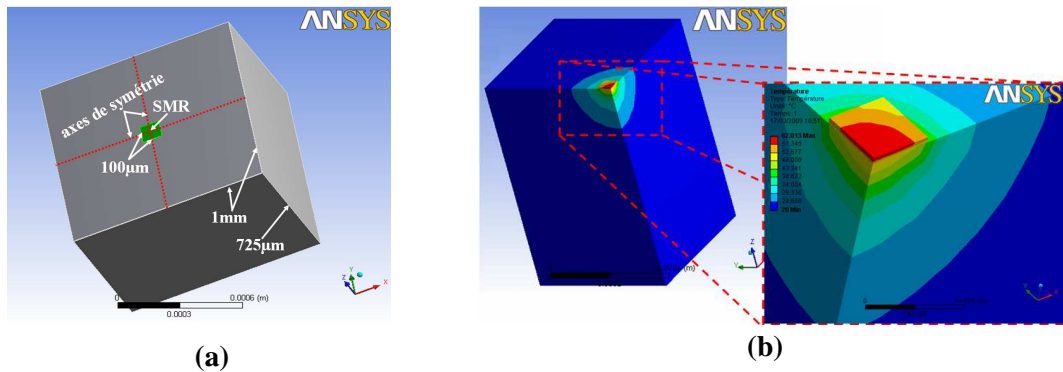


FIG.3-20 : (a) Structure complète à simuler en montrant les axes de symétrie, (b) exemple de résultat de simulation d'un SMR1 pour une puissance dissipée de 1W, $T_{max}=62^{\circ}\text{C}$

Comme cela a été supposé dans le modèle théorique, on vérifie que le rayonnement et la convection naturelle (libre) sont négligeables dans notre cas, même si l'on exagère les valeurs des coefficients de convection et d'émissivité. La température la plus élevée se situe dans la partie active: une valeur de $\Delta T_{max}=42^{\circ}\text{C}$ est obtenue pour un SMR1 si $P_d=1W$. On vérifie également que l'épaisseur des couches diélectriques dans le Bragg (SiOC et SiO₂) constitue le paramètre le plus influent sur le résultat de la simulation. Cela est dû à la résistance thermique élevée de ces deux couches, qui isolent thermiquement la zone active du substrat.

Lorsqu'on trace T_{max} en fonction de P_d pour SMR1 et SMR 2 comme le montre la **FIG.3-21** T_{max} varie linéairement en fonction de P_d . Ce résultat est assez intuitif du moment où les phénomènes non linéaires (observés pour le comportement des coefficients thermiques et des transferts de chaleur) sont négligeables. La pente de la courbe $T_{max}=f(P_d)$ est plus élevée dans le cas du SMR1 que pour un SMR2. Cette pente correspond à la résistance thermique du SMR, qui est plus importante pour un SMR1. Une différence de 10°C est obtenue lorsque $P_d=1W$. Les températures obtenues par simulation sont plus élevées que celle qui a été mesurée. Ce résultat renforce l'hypothèse selon laquelle la puissance dissipée dans le dispositif est surestimée. On peut aussi remarquer que la température

diminue rapidement dans la direction XY dans le cas de la simulation, contrairement au résultat expérimental. C'est donc probablement une autre raison qui explique la différence de température : l'une entre elles peut être la différence entre la structure simulée et la structure réelle, comme on peut le voir sur la **FIG.3-15**.

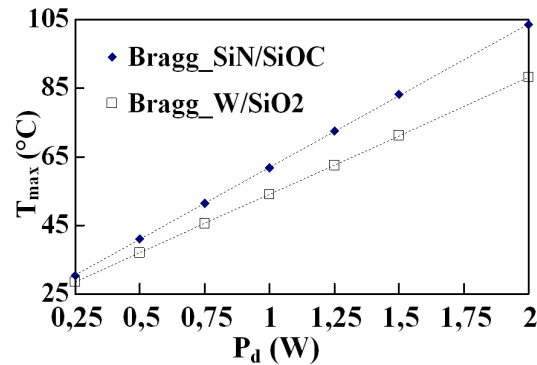


FIG.3-21: Variation de la température maximale en fonction de la puissance dissipée pour SMR1 et SMR2

III.7. Discussion et conclusion:

Dans cette partie du manuscrit, un modèle thermique fondé sur la contribution des différentes couches du SMR à la conductivité thermique globale du résonateur a été développé, faisant suite à une discussion physique traitant des différents mode de transferts thermiques qui se manifestent dans l'empilement du résonateur suite à une dissipation de la puissance RF. Par rapport au modèle existant, le modèle présenté prend en considération les contributions des couches de l'empilement (autres que le substrat) qui peuvent se révéler non négligeables, surtout lorsque le substrat est un bon conducteur thermique comme le silicium.

Le nouveau modèle développé permet une meilleure estimation de la température maximale du dispositif en fonction de la puissance dissipée, tout en conservant une méthode de calcul relativement simple. En outre, il permet l'évaluation de la variation de température au sein de l'empilement et la comparaison du comportement thermique des différentes technologies SMR.

Les résultats obtenus montrent qu'un SMR avec un miroir de Bragg SiN/SiOC présente une variation de température plus élevée qu'un SMR avec un miroir de Bragg SiO₂/W pour la même puissance RF dissipée. La différence de température n'est pas très élevée et le décalage de la fréquence qui en résulte ne cause pas de problème a priori pour des applications de filtrage. Toutefois, des problèmes de fatigue et de défaillance en raison de la contrainte thermique générée aux interfaces paraît plus susceptible de se produire dans le SMR avec un miroir de Bragg SiN/SiOC que dans le SMR avec un miroir de Bragg SiO₂/W. Ceci est dû aux variations de la température qui sont plus élevées, et à la grande différence entre les coefficients de dilatation thermique du SiN et du SiOC que l'on peut remarquer sur le **Tableau.3-1**. Ceci sera détaillé dans la partie dédiée à l'étude de la contrainte générée dans l'empilement d'un SMR suite à un gradient de température.

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Les résultats obtenus sont comparés à la mesure thermique par caméra IR ainsi qu'aux résultats de l'analyse par éléments finis.

Du point de vue expérimental, le résultat obtenu constitue une première tentative pour caractériser thermiquement les résonateurs BAW. Une détermination plus précise de T_{\max} en fonction de P_d devrait être rendue possible grâce à l'utilisation d'une technique d'imagerie infrarouge plus appropriée (qui permettrait de réduire la diffusion latérale de chaleur). Dans ce contexte, la technique de thermographie pulsée (Lock-in Thermography) semble prometteuse et bien adaptée pour obtenir de meilleures caractérisations thermiques des dispositifs BAW. Ceci fera l'objet du dernier chapitre de ce manuscrit.

Si on revient sur l'approche utilisée pour développer ce modèle, il est clair que plusieurs pistes peuvent également être explorées afin d'améliorer le modèle actuel, qui tiennent compte par exemple de la diffusion latérale de la chaleur dans chaque couche du SMR. Comme on l'a vu sur l'image thermique du résonateur, une bonne partie de l'énergie thermique diffuse latéralement, surtout dans les couches qui offrent une bonne conductivité thermique, telle que l'AlN. Ainsi, il est possible de définir pour chaque couche une surface active (thermiquement) qui sera utilisée dans les équations du modèle à la place de la surface constante A . Toutefois, ceci entraîne des calculs plus compliqués et réduit considérablement la simplicité du modèle.

Une autre approche pour aborder ce problème thermique est possible : elle consiste à partir des grandeurs thermodynamiques. Cette approche est plus générale, rigoureuse (physiquement parlant) mais plus compliquée à résoudre analytiquement comme on va le voir par la suite. Le principe physique est assez simple : pour que la température de la couche i varie de ΔT_i , il faut lui fournir une énergie E_i définie comme suit :

$$E_i = m_i c_{p,i} \Delta T_i \quad (\text{Eq.3-92})$$

avec $c_{p,i}$ la capacité thermique massique à pression constante $c_{p,i}$ du matériau de la couche et m_i la masse de la couche. Si la température dépend fortement de z et que l'épaisseur de la couche est importante (comme pour le substrat par exemple), cette énergie s'écrit d'une façon générale comme la somme des énergies élémentaires dE_i fournies à chaque élément de masse dm_i de la couche :

$$E_i = \int_0^{e_i} dE_i = \int_0^{e_i} c_{p,i} \times \Delta T_i \times \rho_i \times A \times dz \quad (\text{Eq.3-93})$$

où e_i et ρ_i sont respectivement l'épaisseur et la masse volumique de la couche i . L'énergie totale pour un résonateur est la somme des énergies de toutes les couches :

$$E_{SMR} = \sum_i E_i \quad (\text{Eq.3-94})$$

Si on suppose que l'énergie dissipée au cours de chaque période T dans le résonateur est entièrement transformée en énergie thermique, on peut écrire :

$$E_{SMR} = \int_0^T P_d(t) dt = \sum_i \int_0^{e_i} c_{p,i} \Delta T_i \rho_i A dz \quad (Eq.3-95)$$

La résolution d'une telle équation dans le cas général est loin d'être évidente. Toutefois, si on considère le cas où la température du résonateur varie uniformément de ΔT ceci mène à une équation de la forme suivante :

$$\Delta T = \frac{\int_0^T P_d(t) dt}{\sum_i c_i \times \rho_i \times A \times e_i} \quad (Eq.3-96)$$

Dans le cas réel, la variation de température suivant z ne peut être négligée que pour les trois couches de la partie active (Mo/AlN/Mo). Les difficultés de résolution analytique posées par un tel problème contraint à adopter la première approche simplifiée.

Enfin, le modèle présenté peut être utilisé pour établir la température maximale pour chaque résonateur d'un filtre complet si on connaît la répartition de la puissance dissipée entre les résonateurs en fonction de la fréquence. Ceci est possible en utilisant des simulations électriques du filtre de type **ADS** (Advanced Design System). Cette méthode sera développée dans le dernier chapitre lors de l'étude thermique du filtre entier.

Dans la partie suivante, on s'intéresse à la caractérisation et la modélisation des variations observées dans un SMR sous puissance RF élevée. Le modèle développé précédemment sera utilisé pour expliquer une partie de ces variations.

IV. Etude de la fiabilité du résonateur BAW SMR sous puissance RF importante :

IV.1. Introduction :

Comme cela a été expliqué dans le premier chapitre, l'intérêt porté ces dix dernières années à la technologie BAW n'a cessé de croître, étant donné que cette technologie représente un candidat privilégié pour satisfaire les contraintes d'encombrement et de performance dictées par les nouvelles applications RF, notamment d'excellentes performances sous puissance RF importante, que la technologie SAW reste incapable de soutenir. La fonction de filtre d'émission, qui est la première à être concernée par ces performances, est notamment un domaine d'application où cette technologie semble pouvoir totalement s'imposer. Afin de pouvoir relever ce défi, quelques points clefs doivent être examinés avec attention tels que la tenue en puissance, la stabilité en température, les effets nonlinéaires et l'auto-échauffement. Ces quatre critères représentent les points les plus importants qui déterminent le potentiel de cette technologie pour le filtrage forte puissance. L'auto-échauffement pour le résonateur et le filtre BAW est discuté dans deux parties différentes. Dans cette partie du chapitre, nous étudions les trois autres critères et nous évoquons indirectement l'auto-échauffement du dispositif.

IV.2. Etude expérimentale :

L'objectif de ce premier test est d'étudier la stabilité des paramètres clés d'un résonateur BAW et de mettre en évidence d'éventuels mécanismes de défaillance qui peuvent apparaître suite à l'application d'une puissance RF importante à l'entrée du résonateur. Les mécanismes de défaillance qui peuvent exister en général dans un résonateur sollicité à une puissance incidente RF élevée sont les suivants :

- Dérive réversible des paramètres clefs du résonateur.
- Dérive irréversible des paramètres clefs du résonateur (fréquence de résonance, d'antirésonance, l'impédance électrique, le facteur de qualité et le couplage électromécanique).
- Détérioration du dispositif.

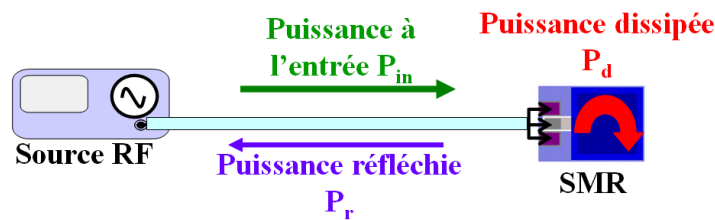


FIG.3-22: Bilan de puissance sur un résonateur BAW

Quelques travaux ont été publiés dans la littérature qui étudient ces différents aspects pour des filtres BAW [R.3.47,R.3.92,R.3.93]. On peut citer par exemple les premiers travaux de Agilent pour qualifier la fiabilité de leurs filtres sous puissance RF importante, qui montrent une bonne tenue en puissance jusqu'à 4W, et les travaux de Brice Ivira qui étudie la dégradation des dispositifs BAW sous puissance RF et en particulier l'auto-échauffement dans un résonateur BAW [R.3.54,R.3.50,R.3.62].

Dans le cadre de l'étude actuelle, on s'intéresse particulièrement à l'expérimentation et la modélisation de la dérive en fréquence sous puissance RF d'un résonateur BAW. En effet, toutes les études précédentes se sont intéressées généralement à l'étude du filtre entier en quantifiant les dérives observées sans donner plus de détails quant à l'origine des variations observées. La compréhension des phénomènes est beaucoup plus simple dans le cas d'un résonateur isolé. C'est pour cette raison qu'on choisit de travailler sur un résonateur. Les résultats obtenus sur un résonateur peuvent être par la suite adaptés à un filtre en utilisant un modèle électrique équivalent tel que le MBVD.

Les dispositifs étudiés sont des SMR à 1-port sur un miroir de Bragg de type SiN/SiOC avec une surface de $(150\mu\text{m})^2$ légèrement apodisée et qui seront assimilés à des résonateurs carrés lors de l'étude théorique. Suite à l'application d'une puissance RF (P_{in}) à l'entrée du dispositif, une partie de la puissance est directement réfléchiée par le résonateur (P_r) tandis que l'autre partie est considérée comme dissipée (P_d) par le résonateur (FIG.3-22). Ainsi, le bilan de puissance d'un résonateur 1-port s'écrit :

$$P_{in}(f) = P_d(f) + P_r(f) \quad (\text{Eq.3-97})$$

Les dispositifs étudiés sont caractérisés électriquement par une mesure des paramètres de réflexion S_{11} en utilisant un Analyseur vectoriel de réseau (Agilent VNA) et une calibration standard Short-Open-

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Load. La puissance d'entrée P_{in} est de 0dBm et la plage de fréquence est de 2GHz jusqu'à 2,2GHz avec un pas en fréquence de 10kHz pour avoir une bonne résolution en fréquence. Cette caractérisation permet de déterminer les fréquences f_r et f_a ainsi que le couplage électromécanique k_t^2 . Le pourcentage de puissance réfléchi est également déterminé à partir du module de S_{11} par la relation suivante:

$$|S_{11}(f)| = \frac{P_r(f)}{P_{in}(f)} \quad (Eq.3-98)$$

La **FIG.3-23** montre un exemple de réponse en fréquence des dispositifs étudiés. Ces dispositifs offrent la particularité de présenter un fort coefficient d'absorption au voisinage de la fréquence d'antirésonance, ce qui permet d'atteindre une forte densité de puissance dans le résonateur (jusqu'à 75% de P_{in}) sans être obligé d'utiliser une grande amplification et risquer d'endommager les différents instruments RF dans la chaîne de mesure qui sera utilisée pour la caractérisation à forte puissance par la suite.

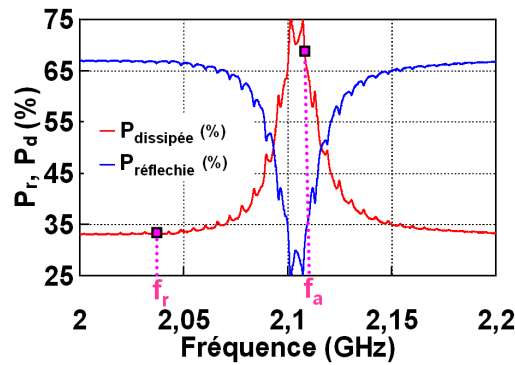


FIG.3-23: Pourcentage de puissance réfléchie et dissipée dans un résonateur BAW en fonction de la fréquence du signal d'entrée

On note f_{max} la fréquence qui correspond au maximum de dissipation de puissance RF. Cette fréquence est généralement proche de f_a et les résultats expérimentaux obtenus sur une dizaine de résonateurs montrent que cette fréquence correspond approximativement à la moyenne géométrique de f_r et f_a :

$$f_{max} \approx \sqrt{f_r f_a} \quad (Eq.3-99)$$

Des tests réalisés dans le cadre de cette thèse sur quelques résonateurs sous puissance RF constante pendant 72h avec $P_{in} = 33\text{dBm}$ et $f = f_{max}$ montrent que la réponse en fréquence du résonateur subit une légère translation en fréquence, sans aucune détérioration. Ces effets sont réversibles et les résonateurs reprennent leurs réponses initiales si la puissance RF est éteinte pendant un temps suffisant.

Dans la suite, on s'intéresse à la variation de f_r et f_a sous puissance RF importante. Le but de cette expérimentation est d'étudier la stabilité du résonateur sous puissance RF, de quantifier la dérive en fréquence et de modéliser cet effet pour un résonateur. Même si les premières études montrent que la réponse du résonateur est légèrement modifiée sous puissance RF importante, il est important de

vérifier que la dérive observée ne conduit pas à une forte variation de f_r et f_a . Dans la suite, on étudie f_r et f_a en fonction de P_d . Les « paramètres S » à fortes puissances RF sont assez difficiles à mesurer, et nécessitent des appareils de mesure qui ne sont pas communément utilisés dans les laboratoires RF. Pour cette raison, nous proposons un banc de mesure RF construit à partir d'équipements RF classiques (**FIG.3-24 (a)**). Compte tenu de la sensibilité du SMR à un faible changement de fréquence dans son intervalle de résonance $[f_r, f_a]$, un haut niveau de précautions lors de la calibration et des étapes de validation sont nécessaires avant de mener une étude sur les résonateurs en question. Le VNA est utilisé comme appareil de mesure du paramètre de réflexion S_{11} et comme source RF. Il délivre une puissance de 0dBm avec un balayage de fréquence depuis 2 GHz jusqu'à 2,2 GHz avec un pas de 10 kHz. Le signal est amplifié par un amplificateur assez stable en amplitude sur la plage de fréquence étudiée (le niveau de sortie est corrigé automatiquement pour le maintenir constant avec une variation inférieure à 0,5dB sur la plage d'étude). Le niveau de puissance à l'entrée du SMR est mesuré en fonction de la fréquence, en envoyant la puissance au niveau de la pointe RF sur le deuxième port du VNA avec un atténuateur avant de l'appliquer au SMR (**FIG.3-24(b)**).

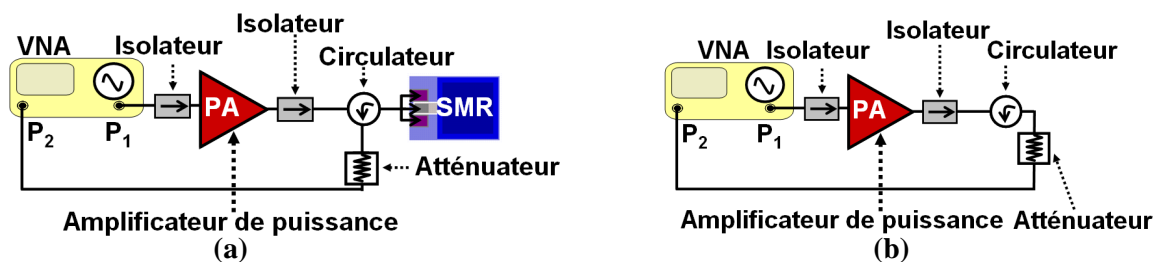


FIG.3-24 : (a) Banc de puissance utilisé pour déterminer la fréquence de résonance et d'antirésonance d'un BAW en fonction de P_d , (b) montage utilisé pour déterminer la puissance à l'entrée du SMR en fonction de f

Le niveau de sortie de l'amplificateur est réglable de 26dBm jusqu'à 40dBm. Les deux isolateurs sont utilisés pour protéger les équipements de toute puissance réfléchie. La puissance réfléchie par le SMR est dirigée par un circulateur vers le deuxième port du VNA qui est protégé par un atténuateur 30dB. Compte tenu de la présence d'un élément actif qui est l'amplificateur dans la chaîne de mesure, il n'est pas possible de procéder à une calibration standard. Dans notre cas, la calibration est faite en transmission avec une pointe « en l'air » (circuit ouvert) pour chaque niveau de puissance. Ensuite, on mesure la réflexion quand la pointe est posée sur le résonateur. Pour valider cette méthode de calibration, on insère un atténuateur à la sortie de l'amplificateur pour obtenir une puissance de sortie proche de 0 dBm, et on compare f_r et f_a extraites à partir de cette mesure avec les mêmes paramètres extraits avec une calibration standard de type Short-Open-Load réalisé avec le VNA sur le même SMR. Les résultats obtenus sont identiques, ce qui permet de valider le montage de mesure. De même, on vérifie que $|S_{11}|$ normalisé à P_{in} n'est pas modifié pour P_{in} compris entre [26dBm - 34dBm]. Pour $P_{in} < 10\text{dBm}$, aucun changement n'est détecté sur f_r et f_a (montage avec VNA tout seul sans amplificateur). Pour $P_{in} > 25\text{dBm}$, f_r et f_a diminuent linéairement en fonction de la puissance dissipée P_d .

Les courbes expérimentales montrent que f_r et f_a peuvent s'écrire en fonction de P_d sous la forme suivante :

$$f_i(P_d) = f_i(0dBm) + p_i \times P_d \quad (Eq.3-100)$$

Avec $f_i = f_r$ ou f_a , p_i est la pente de la courbe $f_i = f(P_d)$. Des interpolations linéaires des deux courbes présentées dans la (FIG.3-25), on extrait les deux pentes suivantes :

$p_s = -0,75\text{MHz} / \text{W}$ et $P_p = -0,81\text{MHz} / \text{W}$. Dans la partie suivante, nous proposons une explication puis une modélisation de cette dérive sous puissance RF.

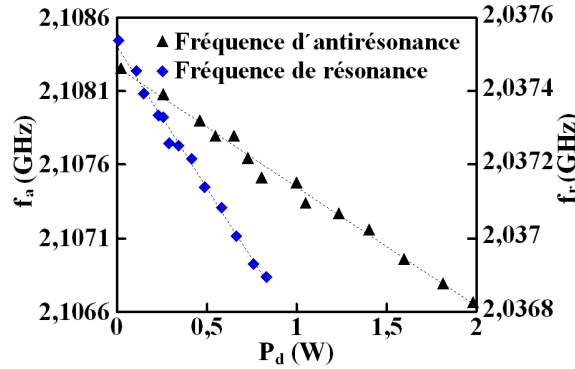


FIG.3-25: Variation de f_r et f_a en fonction de la puissance dissipée dans un résonateur

IV.3. Modélisation de la dérive d'un résonateur sous puissance RF:

La variation de f_a et f_r sous puissance RF peut être due à la présence d'un champ électrique élevé dans la structure, ou faire suite à l'auto-échauffement du résonateur. La pente négative obtenue pour les deux fréquences est généralement caractéristique d'une variation positive de la température du dispositif si on tient compte du TCF négatif des dispositifs BAW à base d'AlN, comme le mentionne souvent la littérature. Ainsi, on part de cette première hypothèse pour modéliser la variation observée en fonction de P_d . Soit ΔT la variation de la température qui résulte de la dissipation de la puissance P_d dans le résonateur. Dans la mesure où le raisonnement est valable pour f_r et f_a en prenant les paramètres relatifs à chaque fréquence, on considère une notation d'indice général i qui peut être r ou a . Si on suppose que la variation de f_i est uniquement due à l'auto-échauffement en fonction de P_d , son expression en fonction de ΔT peut s'écrire en tenant compte du TCf_i de la forme suivante :

$$f_i(P_d) = f_i(T_0) (1 + \Delta T(P_d) \times TCf_i) \quad (Eq.3-101)$$

L'étape suivante consiste à écrire la variation de la température en fonction de P_d . J. Ellä et *al.* proposent un modèle dans la littérature pour exprimer la variation de la température d'un résonateur BAW SMR en fonction de la puissance dissipée^[R.3.57]. Selon ce modèle, ΔT est directement proportionnelle à P_d :

$$\Delta T = R_{SMR} \times P_d \quad (Eq.3-102)$$

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Avec R_{SMR} est la résistance thermique du résonateur. Ce modèle assimile la résistance thermique du résonateur à la résistance thermique du substrat :

$$R_{SMR} \approx \left(\pi \lambda_{substrate} \sqrt{A} \right)^{-1} \quad (Eq.3-103)$$

Comme discuté dans la partie « Etude thermique du résonateur BAW », cette hypothèse entraîne une sous-estimation de la résistance thermique du SMR. Dans cette même partie, nous proposons un modèle plus général pour calculer R_{SMR} qui tient compte de la contribution de toutes les couches du résonateur. Ces deux modèles sont considérés pour modéliser $f_i=f(P_d)$ puis sont comparés à la fin de cette étude.

Indépendamment de l'expression de R_{SMR} utilisée, en injectant l' (Eq.3-102) dans l' (Eq.3-101), on peut retrouver l'expression de f_i en fonction de P_d , R_{SMR} et TCf_i :

$$f_i(P_d) = f_i(T_0) \left(1 + R_{SMR} \times P_d \times TCf_i \right) \quad (Eq.3-104)$$

Ainsi, la pente p_i s'écrit:

$$p_i = f_i(0dBm) \times R_{SMR} \times TCf_i \quad (Eq.3-105)$$

Dans cette expression, $f_i(0dBm)$ est connue d'après les premières mesures RF à calibration standard ($f_r=2,037GHz$, $f_a=2,108GHz$), R_{SMR} peut être calculé en utilisant le modèle de la littérature ou le modèle proposé dans cette thèse. Il reste à déterminer le TCf_r et TCf_a . Ceci fait l'objet de la partie suivante.

IV.4. Mesure de la dérive en température d'un SMR:

L'objectif de cette caractérisation est de déterminer le coefficient de température en fréquence, dans des gammes de températures définies par les spécifications du domaine des télécommunications sans fils, (de $-40^\circ C$ à $+85^\circ C$). On rappelle ici la définition du TCf :

$$TCf_i = \frac{\Delta f_i}{\Delta T} \frac{1}{f_i} \quad (Eq.3-106)$$

Les résonateurs BAW présentent de faibles TCf (de l'ordre de $-20ppm/^\circ C$) donc la dérive en température pour une variation de $25^\circ C$ se situe au voisinage de $-1MHz$ pour une fréquence de $2GHz$. La mesure d'une si faible dérive requiert un niveau élevé de précautions. Les mesures du TCf sont réalisées dans une enceinte thermo-régulée qui permet de mesurer le comportement en température dans des gammes allant de $-65^\circ C$ jusqu'à $200^\circ C$. Les sondes RF sont aussi spécialement conçues pour garantir une bonne stabilité sur une gamme de température allant de $-265^\circ C$ à $+300^\circ C$ afin de ne pas introduire une variation liée aux équipements. L'enceinte est également équipée d'un substrat de calibration prévu pour remplir cette tâche dans des conditions variables en température. Les résonateurs sont mesurés en premier lieu à une température de $25^\circ C$, puis on augmente la température de $25^\circ C$ jusqu'à $105^\circ C$ par pas de $20^\circ C$ à la pression atmosphérique (sous atmosphère d'azote) puis on

la diminue à nouveau au même pas jusqu'à la température initiale. Cette descente en température permet de vérifier si les pentes se rejoignent de façon cohérente, s'il n'y a pas d'effet lié à la stabilisation en température, ou de problème de calibration. A chaque température et avant de procéder à la mesure, une nouvelle calibration est faite après 45min de stabilisation. Une campagne de mesures est effectuée sur quelques résonateurs de la plaque testée. Les résultats obtenus sont très proches et un exemple de variations de f_r et f_a en fonction de la température est illustré sur la **FIG.3-26**. Conformément aux résultats publiés dans la littérature pour des SMR à base d'AlN, les résultats indiquent que f_r et f_a diminuent linéairement lorsque la température augmente, ce qui correspond bien à une valeur négative du TCf. A partir des pentes des deux droites obtenues, on extrait un $TCf_r = -20,7 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ et un $TCf_a = -22,7 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$.

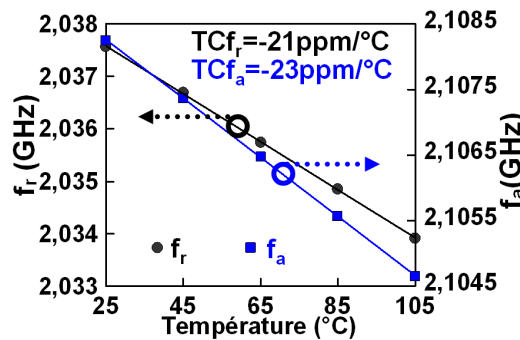


FIG.3-26: Mesure de la variation en température de f_r et f_a pour extraire le TCf_r et le TCf_a

Ainsi, il est possible de vérifier tout d'abord si la modélisation par un effet purement thermique est suffisante ou non. Si tel est le cas, indépendamment de la méthode de calcul de R_{SMR} , le rapport des pentes p_s/p_p déterminées expérimentalement doit correspondre au rapport théorique:

$$\frac{p_r}{p_a} = \frac{f_r(0\text{dBm}) \times TCf_r}{f_a(0\text{dBm}) \times TCf_a} \quad (\text{Eq.3-107})$$

Comme on peut le remarquer, ce rapport est indépendant de R_{SMR} . D'après les mesures sous puissance RF (**FIG.3-25**), $p_s/p_p = 0,92$. En considérant $f_r = 2,037 \text{ GHz}$, $f_a = 2,108 \text{ GHz}$ et les valeurs de TCf mesurées (**FIG.3-26**), on trouve $p_s/p_p = 0,89$ ce qui est en bon accord avec la valeur précédente. Ceci permet d'être confiant quant à l'explication proposée. Le **Tableau.3-2** compare les valeurs de pentes mesurées expérimentalement avec les valeurs de pentes calculées à l'aide du modèle donné par la littérature d'un côté, et les valeurs calculées avec le modèle développé dans le cadre de cette thèse d'un autre côté.

	$p_r(\text{MHz/W})$	$p_a(\text{MHz/W})$
Mesure	-0,76	-0,825
Modèle de Ellä	-0,597	-0,67
Notre modèle	-0,851	-0,94

Tableau.3-2 : Comparaison des pentes expérimentales avec les pentes obtenues par le modèle de Ellä et al. et notre modèle

L'erreur dans le cas de notre modèle est de 14% pour p_a et de 11% pour p_r alors que l'erreur avec le modèle donné par la littérature est de 21% pour p_r et 19% pour p_a . Ce bon accord avec les données expérimentales lors du calcul des pentes confirme l'approche théorique et permet de s'appuyer avec un

bon degré de confiance sur le modèle théorique proposé au cours de cette thèse. Dans la partie qui suit, nous étudions un autre problème majeur qui se manifeste lors de fonctionnement sous forte puissance, à savoir les effets nonlinéaires dans les résonateurs BAW.

IV.5. Etude des effets nonlinéaires dans un SMR:

Comme on l'a vu dans la première partie de l'étude sous puissance RF importante, les résonateurs BAW présentent une bonne tenue en puissance pour des niveaux qui dépassent de loin les spécifications de la téléphonie mobile (29dBm jusqu'à 30dBm pour un filtre en émission ^{R.3.47}), dans le sens où aucune détérioration n'est observée sur des résonateurs testés sous des niveaux de puissance aussi élevée que 34dBm. De plus les dérives en fréquences en fonction de la puissance dissipée restent faibles et peuvent être encore limités en réduisant le TCF des résonateurs. Un autre point (tout autant important que la tenue en puissance pour conforter la supériorité sur les technologies concurrentes) consiste à garantir un comportement le plus linéaire possible. Les effets nonlinéaires tels que la génération d'harmoniques et l'intermodulation peuvent être problématiques pour certaines applications comme la norme UMTS qui introduit des spécifications sévères sur la génération d'harmoniques ^[R.3.44,R.3.67,R.3.93]. Pour de faibles niveaux de puissance, les résonateurs BAW possèdent intrinsèquement une bonne linéarité et le problème des effets nonlinéaires peut être négligé. Ceci n'est pas le cas dans le cadre d'un fonctionnement à forte puissance : les termes d'ordres supérieurs deviennent de plus en plus importants et il n'est pas possible de négliger ces effets nonlinéaires. Dans ce contexte, des études antérieures sur des SMR ont mis en évidence un comportement nonlinéaire à haute puissance ^[R.3.44,R.3.51,R.3.67,R.3.93,R.3.95]. Ainsi, il est important de caractériser précisément les effets nonlinéaires les plus importants dans un dispositif BAW, de les modéliser et de comprendre leurs origines afin de proposer des solutions pour les réduire. Plusieurs travaux dans la littérature proposent des modèles basés sur des circuits contenant des éléments nonlinéaires pour modéliser le comportement nonlinéaire d'un BAW ^[R.3.96-R.3.99]. Dans le cadre de l'étude actuelle, on s'intéresse à la dépendance en fréquence et en amplitude de la deuxième harmonique dans un résonateur BAW. En effet, des travaux précédents montrent que seule cette harmonique peut atteindre un niveau critique ^[R.3.67, R.3.93] tandis que les autres harmoniques (comme la troisième harmonique par exemple) ne sont pas susceptibles de causer de réelles difficultés à la technologie BAW SMR ^[R.3.93] étant donné leur faible niveau qui rend très difficile (voire parfois impossible) leur caractérisation ^[R.3.67,R.3.100]. Des éléments de compréhension par rapport aux sources de nonlinéarité les plus importantes dans les dispositifs BAW et quelques solutions pour améliorer la linéarité du dispositif sont données par la suite.

IV.5.1. Caractérisation des effets nonlinéaire d'un résonateur SMR (l'harmonique 2) :

La caractérisation des effets nonlinéaires peut être menée sur des résonateurs isolés ou sur des filtres. Pour un filtre, le dispositif est excité à son entrée par un signal fondamental à une fréquence f_0 et les

niveaux d'harmoniques générés (à $2f_0$ et autres) sont relevés à la sortie par un analyseur de spectre. Dans le cas d'un résonateur 1-port (en réflexion), on envoie le signal à la fréquence fondamentale à l'entrée du résonateur (qui est en même temps la sortie pour une onde réfléchie) et on relève les niveaux en réflexion à $2f_0$. Le dispositif est excité à une fréquence f_0 autour de l'intervalle de résonance $[f_r, f_a]$ pour deux raisons principales : d'une part, le dispositif est sensé être utilisé dans cette gamme de fréquence et d'autre part, il est nécessaire de maximiser l'absorption de puissance. En effet, toute puissance réfléchie peut être considérée comme « non-vue » par le résonateur et donc elle n'a pas d'effet sur les performances linéaires du dispositif. En partant du principe que l'interprétation des résultats expérimentaux ainsi que la modélisation sont plus simples sur un résonateur isolé et que la réponse nonlinéaire d'un filtre complet peut être reconstruite (sous réserve de connaître la réponse nonlinéaire d'un résonateur en utilisant le MBVD), l'étude est faite sur des résonateurs isolés. Un banc de mesure automatisé est conçu dans le cadre de cette thèse pour mesurer les effets nonlinéaires (FIG.3-27(a)).

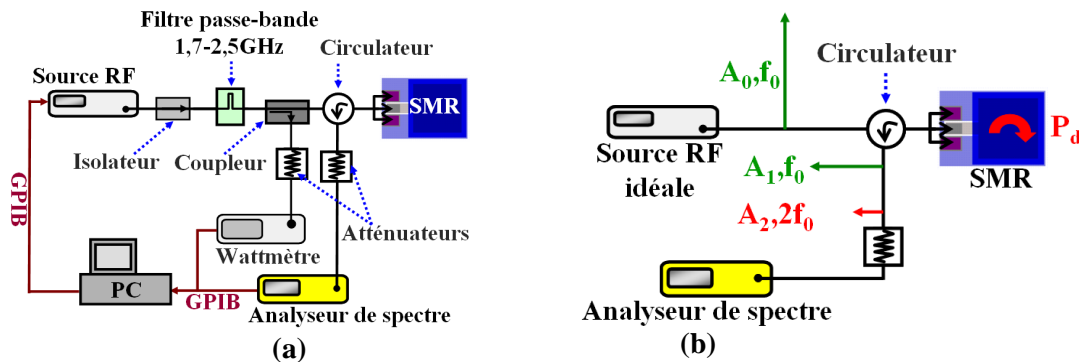


FIG.3-27:(a) Schéma du banc utilisé pour caractériser les effets nonlinéaires en fonction du signal d'entrée (fréquence et amplitude) pour un SMR (b) bilan de puissance et génération des harmoniques dans un SMR 1-accès

Une source RF Agilent MXG N5181A (250kHz-6GHz) spectralement pure et très stable en fréquence est utilisée pour envoyer un signal à la fréquence choisie dont l'amplitude peut atteindre les 16dBm sans utiliser une amplification. Ceci est important pour éviter des niveaux d'harmoniques élevés générés par le banc de mesure. En outre, pour atténuer l'harmonique de la source RF, un filtre passe bande autour de 2GHz est utilisé (bande passante 1,7GHz-2,5 GHz, pertes d'insertion~0,8dB et réjection autour de 4GHz est de -60dB). Une première caractérisation est systématiquement faite avec la pointe RF levée (réflexion totale) pour mesurer le niveau d'harmonique du banc de mesure. On vérifie que ce niveau coïncide avec le niveau de bruit de l'analyseur de spectre (~-115dBm). Un isolateur est connecté à la source RF pour protéger cette dernière de toute puissance réfléchie. Un coupleur est mis juste avant le circulateur pour contrôler le niveau de puissance à l'entrée du SMR. Une partie du signal RF est absorbée et l'autre est réfléchie. En fonction de la puissance absorbée, le SMR génère des harmoniques d'ordre supérieur ((FIG.3-27(b)). La puissance réfléchie à f_0 ainsi que la puissance générée à $2f_0$ sont envoyées vers l'analyseur de spectre par l'intermédiaire d'un

circulateur large bande (1,7GHz-4,6GHz) pour mesurer précisément leurs amplitudes respectives. Un atténuateur est utilisé pour réduire le niveau de puissance au niveau de l'analyseur de spectre. Un programme Labview est développé pour piloter le banc de mesure. Il permet de spécifier la plage de fréquence à balayer, le pas de fréquence, l'amplitude du signal, de relever les niveaux de puissance détectés par l'analyseur de spectre à f_0 et $2f_0$, ainsi que la puissance mesurée par le Wattmètre. Il faut aussi mentionner que la réponse en fréquence (S_{11}) des résonateurs étudiés est caractérisée à l'avance avec un analyseur vectoriel de réseau comme cela a été décrit auparavant. La variation de l'amplitude de la 2^{ème} harmonique en fonction de la fréquence du fondamental f_0 pour un niveau de puissance constant $P_{in}=15\text{dBm}$ est représentée sur la (FIG.3-28(a)). Il y apparaît clairement que le niveau de génération d'harmonique dépend de la fréquence du signal d'entrée, et atteint son maximum pour une fréquence $f_{max} = 2,072\text{GHz} \approx \sqrt{f_r \times f_a}$. Cette fréquence est légèrement inférieure à la fréquence correspondant au maximum d'absorption de puissance RF.

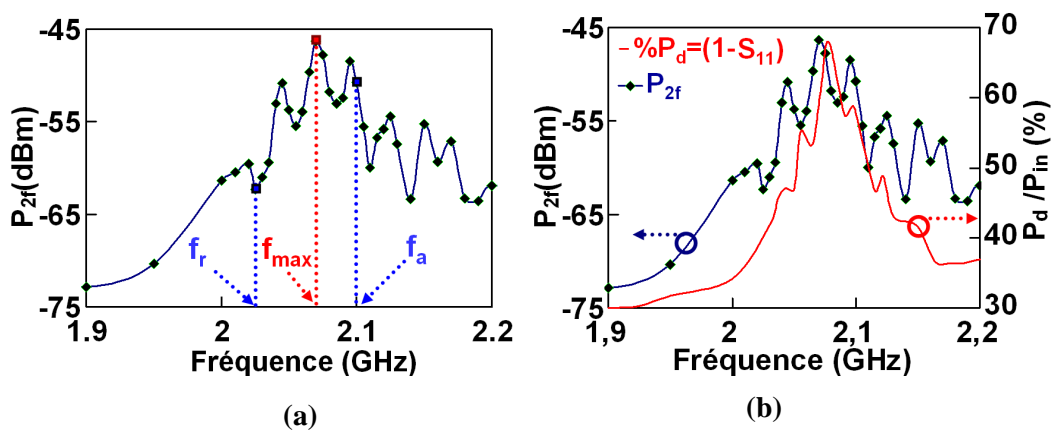


FIG.3-28: (a) Puissance générée à $2f_0$ en fonction de f_0 , (b) courbe de la puissance de la 2^{ème} harmonique avec la courbe de dissipation de puissance en fonction de la fréquence du signal d'entrée pour $P_{in}=15\text{dBm}$, la forte similitude entre les deux courbes témoigne d'une forte corrélation entre le mécanisme de dissipation de puissance et les effets nonlinéaires

Si on trace sur le même le graphe la courbe de puissance dissipée en fonction de f , il apparaît une bonne similarité entre les deux courbes (FIG.3-28(b)). Ceci se traduit par une forte corrélation entre la génération d'harmonique et le niveau de pertes dans le résonateur. Ainsi, une première règle à adopter pour améliorer la linéarité du dispositif consiste à réduire ses pertes en puissance.

Dans la suite, on s'intéresse à la variation de l'amplitude de la 2^{ème} harmonique en fonction de l'amplitude du signal d'entrée P_{in} (un balayage de P_{in} entre 0 et 16dBm). Pour étudier « le pire des cas », la fréquence du signal correspond au maximum de génération d'harmonique, c'est-à-dire f_{max} . La puissance P_{in} est mesurée avec le Wattmètre en tenant compte des pertes d'insertion du coupleur et du circulateur (FIG.3-27(a)). Les résultats obtenus sont présentés sur la FIG.3-29. $P_r(f)$ et P_{2f} varient linéairement en fonction de P_{in} . L'extrapolation de ces deux courbes donne le point d'interception d'ordre 2 (IIP2) [R.3.93]. Ce point correspond au niveau de P_{in} pour lequel le niveau du signal utile à la sortie du résonateur est égal au niveau du second harmonique :

$$P_r(P_{in} = IIP2) = P_{2f}(P_{in} = IIP2) \quad (Eq.3-108)$$

Plus le IIP2 est élevé, meilleure est la linéarité du dispositif. Dans notre cas, IIP2=73dBm. Ce niveau n'est pas très performant. D'autres résonateurs dont les pertes d'insertion sont optimisées offrent un IIP2 de 84dBm pour le même volume de la partie active. Pour établir une comparaison avec les valeurs données dans la littérature, il faut vérifier le volume de la partie active (la surface et l'épaisseur du résonateur). En effet, le niveau de génération d'harmonique est directement relié à la densité de puissance dissipée dans le résonateur. Si les volumes des parties actives des deux résonateurs ne sont pas identiques, la comparaison n'a pas de sens. L'épaisseur est facile à estimer si on connaît la fréquence du dispositif. Par exemple Aigner *et al.* publient un IIP2 de 68dBm pour un SMR un peu plus épais (fréquence de résonance proche de 1,88GHz) sans ni mentionner la surface du résonateur caractérisé, ni se placer au maximum de génération d'harmonique (mesure faite à la fréquence de résonance).

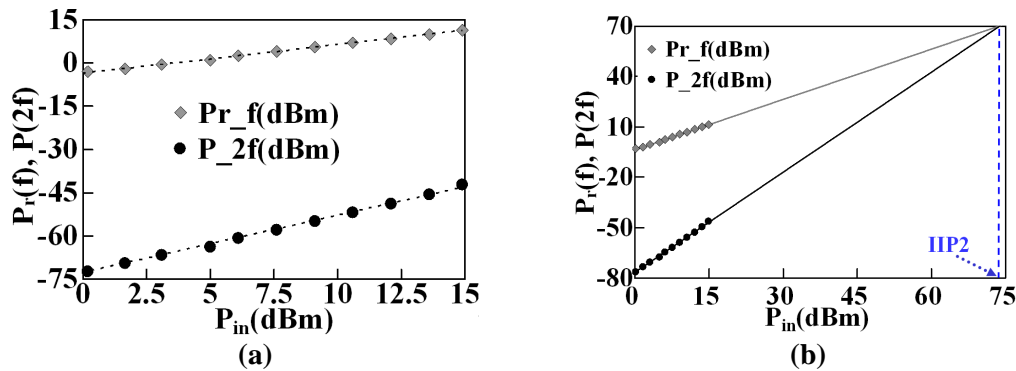


FIG.3-29: (a) Variation de la puissance réfléchie à f_{max} et la puissance générée à $2f_{max}$ en fonction de l'amplitude du signal d'entrée à une fréquence constante $f=f_{max}$ (b) Détermination du point d'interception d'ordre 2 IIP2 à 73dBm par interpolation des points expérimentaux

Schmidhammer de EPCOS publie un IIP2 de 67dBm pour un résonateur SMR de $(100\mu m)^2$ et un IIP2 de 84dBm pour un résonateur SMR de $(200\mu m)^2$ fonctionnant à une fréquence de 1,93GHz [R.3.67]. Le niveau obtenu est proche des valeurs publiées dans la littérature. Il faut savoir que les spécifications pour le niveau d'IIP2 pour les filtres utilisés dans les duplexeurs WCDMA est de 115dBm. Comme on le verra dans la partie concernée à l'étude du filtre, pour une fréquence donnée dans la bande passante, la puissance est généralement répartie sur quelques résonateurs du filtre. Ceci signifie que le niveau de puissance dissipée se partage entre ces résonateurs, donc la génération d'harmoniques est moins importante que dans le cas d'un résonateur isolé. Toutefois, suivant les résultats publiés en 2008, la technologie BAW SMR ne permet pas d'atteindre les spécifications de la norme WCDMA [R.3.67]. De ce point de vue, les FBAR sont moins bons que les SMR. La raison la plus probable expliquant le niveau d'harmonique supérieur dans un FBAR est l'auto-échauffement sous puissance RF, qui est plus élevé dans un FBAR que dans un SMR [R.3.54]. Ceci est dû au mauvais transfert thermique vers le substrat du fait de la cavité d'air sous la partie active.

Pour conclure ces travaux de caractérisation, les effets nonlinéaires restent un point critique à améliorer pour les BAW. Cette amélioration ne peut pas être conduite sans déterminer les sources de nonlinéarité en se basant sur d'autres expérimentations plus approfondies telles que l'étude de la variation de l'IIP2 en fonction de la température ambiante, de l'influence d'un champ électrique DC superposé au signal AC appliqué au résonateur, ou bien de l'influence d'une contrainte mécanique appliquée au résonateur. Ce travail ne sera pas détaillé dans la présente étude ; néanmoins, quelques enseignements issus la littérature (peu abondante sur le sujet) ainsi que des propositions pour réduire les effets linéaires sont exploitées dans la partie qui suit, dans l'objectif d'améliorer la linéarité du SMR.

IV.5.2. Les origines des nonlinéarités dans un SMR:

Lors de l'examen de la littérature étudiant les effets nonlinéaire dans les BAW, on remarque que cette partie est très peu explorée [R.3.101-R.3.104]. En général, les articles citant les effets nonlinéaires se limitent à la caractérisation et la modélisation des résultats obtenus par des circuits contenant des éléments non linéaires. Cela est dû à plusieurs raisons. La complexité de la théorie des ondes acoustiques nonlinéaires (du point de vue de leur résolution analytique) [R.3.35,R.3.102,R.3.112], l'indisponibilité des coefficients nonlinéaires des matériaux dans la littérature liée aux difficultés de caractérisation [R.3.106,R.3.111-R.3.115], ainsi que la diversité des sources de nonlinéarité [R.3.103,R.3.104,R.3.110] constituent les principaux obstacles au développement de cette partie importante qui a pour objectif d'atteindre un niveau de compréhension et de modélisation analytique assez mature pour la technologie BAW [R.3.101]. En particulier, aucune référence n'est disponible dans la littérature qui fournisse les constantes nonlinéaires de l'AlN, qui est aujourd'hui le matériau le plus utilisé pour les composants BAW [R.3.44]; tous les travaux approfondis menés dans ce contexte concerne le PZT [R.3.105,R.3.111] dont l'intérêt demeure faible (au moins pour l'instant), du fait de ses pertes intrinsèques pour développer des filtres RF.

En outre, l'importance de ces différents mécanismes reste difficile à estimer avec certitude avec le manque de données expérimentales, et provoque de nombreux doutes et confusions. Dans le cas du SMR à base d'AlN, comme pour tout matériau piézoélectrique, trois catégories d'effets nonlinéaires doivent être considérés à priori: diélectriques, piézoélectriques, et mécaniques. Selon les données disponibles, les plus importants des effets non linéaires sont le comportement élastique nonlinéaire, la dépendance en température, la dépendance en champ électrique, et l'électrostriction. D'autres phénomènes peuvent se révéler aussi importants que les effets cités au-dessus, toutefois, on ne dispose pas de résultat expérimental ni de modèle analytique pour les évaluer, et par conséquent on se trouve dans l'obligation de ne pas les évoquer dans cette partie.

Un exemple simple de termes nonlinéaires qu'on a l'habitude de négliger lors de l'étude de la propagation d'onde acoustique est le terme nonlinéaire dans la relation entre le déplacement u et la contrainte σ . En effet la relation entre u et σ est [R.3.35]:

$$\sigma = C \left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (\text{Eq.3- 109})$$

Au premier ordre (si $\frac{\partial u}{\partial z} \ll 1$), cette relation peut être simplifiée pour obtenir une relation linéaire entre u et σ :

$$\sigma = \frac{\partial u}{\partial z} C \quad (\text{Eq.3- 110})$$

C'est cette relation qu'on utilise pour obtenir l'équation classique de propagation d'une onde acoustique :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (\text{Eq.3- 111})$$

dont la résolution est bien connue en littérature (onde plane). Si l'on tient compte du terme nonlinéaire, l'équation précédente s'écrit :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \left(1 + \beta \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (\text{Eq.3- 112})$$

dont la résolution analytique est beaucoup moins évidente, et nécessite des techniques de perturbation compliquées ou l'utilisation d'un logiciel d'analyse numérique. Ceci n'est qu'un exemple parmi d'autres. Pour mener à bien le calcul d'un résonateur en conditions non linéaires, il faut ajouter aux équations régissant la dynamique du milieu piézoélectrique les termes des développements des déformations aux ordres supérieurs. On aura alors à traiter une équation d'équilibre dynamique de la forme :

$$P = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (\text{Eq.3- 113})$$

où P , appelé tenseur de Piola-Kirchoff, s'écrit en fonction des gradients de déplacements ^[R.3.85]. Un autre effet nonlinéaire relié à la contrainte mais cette fois-ci corrélé au champ électrique est l'électrostriction. Comme on l'a vu dans l'étude de la capacité Mo/AlN/Mo sous champ électrique, l'effet électrostrictif est présent dans l'AlN avec ses deux aspects : une contrainte proportionnelle au carré du champ électrique et une variation de la permittivité en fonction du champ.

Si on considère l'effet direct, un terme quadratique en régime harmonique se traduit par un signal à 2f étant donné que :

$$\sin^2(\omega t) = \frac{1 - \cos(2\omega t)}{2} \quad (\text{Eq.3- 114})$$

Avec $\omega = 2\pi f$. De la même façon, si la permittivité dépend du champ électrique ^[R.3.37]:

$$\varepsilon(E) = \varepsilon(0) + kE \quad (\text{Eq.3- 115})$$

Le champ de déplacement électrique D présente aussi un terme quadratique en champ électrique :

$$D(E) = \epsilon E + dT = \epsilon(0)E + kE^2 + dT \quad (\text{Eq.3- 116})$$

L'utilisation de deux résonateurs connectés anti-parallèlement (**FIG.3-30**) (tout se passe comme si les deux couches piézoélectriques étaient orientées dans deux directions opposées suivant l'axe c) permet de réduire la seconde harmonique [R.3.118].

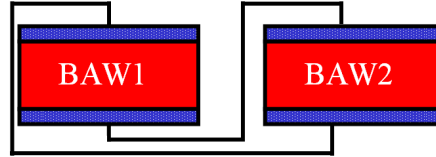


FIG.3-30: Solution proposée par Aigner et al. pour améliorer la linéarité du résonateur BAW

La dépendance de f_r et f_a en tension V_{DC} due à la variation de la constante élastique de l'AlN ainsi que de son épaisseur témoigne d'un effet nonlinéaire dans un SMR suite à l'application d'un champ électrique. Dans ce cas, la variation de la fréquence n'est pas seulement proportionnelle à la tension appliquée, mais aussi à la valeur de la fréquence à champ nul, ce qui indique clairement une dépendance nonlinéaire. Ceci est mieux illustré par le bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus en modélisant le résonateur BAW par un circuit équivalent contenant des éléments nonlinéaires [R.3.93].

En outre, la variation de la température de la partie active du résonateur entraîne une variation linéaire de f_r et f_a (TCF) comme cela a été montré précédemment. Cette variation est due à la variation des constantes élastiques, diélectriques et piézoélectriques de l'AlN en fonction de la température, et, au second ordre, de la dilatation thermique [R.3.17,R.3.116]. Malgré son apparence linéaire, la pente de la courbe dépend non seulement de la variation de la température mais aussi de la fréquence à la température initiale :

$$f_i(T_1) = f_i(T_0) + \Delta f_i((T_1 - T_0), f_i(T_0)) \quad (\text{Eq.3- 117})$$

Cette dépendance est caractéristique d'une loi nonlinéaire. Expérimentalement parlant, il est vérifié que la diminution de la température ambiante du SMR diminue considérablement le niveau des harmoniques générées par le dispositif [R.3.67]. Cela signifie qu'une bonne maîtrise du budget thermique du dispositif joue un rôle important dans l'amélioration de sa linéarité. Une solution dans ce contexte consiste à utiliser un miroir de Bragg offrant de meilleures performances thermiques. Comme cela est montré dans la partie « étude thermique », un réflecteur de Bragg (W/SiO₂) permet un meilleur transfert thermique vers le substrat qu'un réflecteur de Bragg (SiN/SiOC). Utiliser deux résonateurs séries permet également de diminuer la densité de puissance, de réduire la température du dispositif, d'améliorer la tenue en puissance (jusqu'à 39,5dBm), qui sont autant d'atouts pour réduire les effets nonlinéaires, mais aux dépens de l'encombrement du filtre [R.3.117].

IV.6. Conclusion:

Dans cette partie du manuscrit, on étudie les performances du dispositif SMR sous forte puissance. Aucun problème de fiabilité telle que la détérioration du dispositif, n'est observé jusqu'à un niveau de puissance de 34dBm. Par contre, une dérive en fréquence est observée et modélisée en fonction de l'auto-échauffement du dispositif. Un problème plus critique est le niveau d'harmonique dans un SMR. Après leur mise en évidence, les effets nonlinéaires dans un SMR peuvent se révéler problématiques pour des applications WCDMA, étant donné que le niveau de génération d'harmonique à l'état actuel ne permet pas de répondre aux spécifications de la norme UMTS. Une explication des raisons principales des phénomènes nonlinéaires est fournie. Enfin, des solutions pour réduire les problèmes observés sont proposées. Le comportement nonlinéaire des composants BAW observé à ce stade reste un point obscur, qui nécessite une étude beaucoup plus approfondie fondée sur la caractérisation expérimentale et la modélisation analytique. Dans la partie suivante, un autre type de sollicitations est appliqué au dispositif : les tests environnementaux.

V. Etude de la fiabilité du SMR suite à des tests environnementaux:

V.1. Introduction :

Les empilements BAW SMR sont des structures multicouches qui utilisent des matériaux ayant des propriétés mécaniques et thermiques différentes. La discontinuité des propriétés thermomécaniques des couches voisines, telles que le module de Young et le coefficient de dilatation thermique, peut engendrer des problèmes d'intégrité mécanique de la structure. En général, ces problèmes ne sont pas observés immédiatement dans l'empilement à la fin du processus technologique de fabrication étant donné que le choix des matériaux tient justement compte de ce point. Toutefois, ils peuvent être observés un certain temps après la mise en fonction du dispositif, du fait du vieillissement suite à différents facteurs tels que la variation continue de la température du filtre, les réactions chimiques lentes aux interfaces etc. Comme le processus de dégradation des composants BAW est intrinsèquement lent, en milieu industriel et pour anticiper cet effet de vieillissement, on a recours à des tests environnementaux exigés par les normes internationales qui sont assez sévères et qui sont appliqués pour stimuler les mécanismes de défaillance qui pourraient se produire au cours du fonctionnement normal du dispositif. Lors de la réalisation des tests de fiabilité, des défaillances telles que les fissures interfaciales adhésives (fissures localisées à l'interface entre deux matériaux) peuvent apparaître. Une étude approfondie de cette problématique à la fois d'un point de vue expérimental et d'un point de vue de la modélisation semble nécessaire pour valider ou non la fiabilité mécanique de l'empilement. En premier lieu, des tests de fiabilité « standards » sont appliqués aux structures de tests, puis les résultats expérimentaux sont analysés. Cette phase d'étude expérimentale est suivie dans la partie suivante par une phase de modélisation pour expliquer en partie les résultats expérimentaux.

V.2. Définition des tests de vieillissement appliqués aux dispositifs BAW SMR:

L'étude de fiabilité engagée sur les structures SMR BAW porte sur une évaluation des défaillances, mesurées en termes de caractéristiques électriques et observées par microscopie. En s'appuyant sur une littérature peu abondante sur ce sujet [\[R.3.47,R.3.92,R.3.93,R.3.101-R.3.106\]](#), des tests environnementaux sont réalisés et permettent d'éprouver la stabilité structurelle des dispositifs SMR. La quantité importante de composants analysés donne lieu au développement d'outils d'automatisation d'acquisition et d'exploitation des données électriques dans la zone de fréquences de fonctionnement des composants, indispensable pour faire face à une approche statistique de la défaillance.

Les « standards » JEDEC (Joint Electron Device Engineering Council) [\[R.3.127\]](#) sont des tests de fiabilité largement utilisés pour éprouver la fiabilité des composants électroniques. Ils permettent d'évaluer ou de mettre en évidence les différents processus de destruction ou de dégradations de ces composants. Les facteurs influençant la fiabilité du composant SMR sont généralement la température, les chocs mécaniques, les vibrations mécaniques, l'humidité, les décharges électrostatiques, le champ électrique et magnétiques et les fortes puissances RF. Un défaut peut être le résultat d'une anomalie due à une erreur lors de la conception ou la fabrication, d'une variation des paramètres physiques avec le temps (le vieillissement) ou la conséquence d'une sollicitation extrême [\[R.3.105\]](#).

La fiabilité est définie généralement comme étant une caractéristique d'un dispositif qui s'exprime par la probabilité d'accomplir une fonction donnée dans des conditions données pendant un temps donné. Les conditions de fonctionnement sont définies par les standards adoptés pour chaque domaine et à partir des résultats expérimentaux, il est possible par l'intermédiaire des modèles utilisés dans la littérature d'estimer le temps de bon fonctionnement du système et à quel pourcentage.

Dans le cadre de l'étude des structures BAW, trois types de tests environnementaux sont appliqués pour évaluer et juger l'impact des contraintes développées par chaque test sur leur niveau de fiabilité :

- Le stockage thermique
- Le stockage température-humidité
- Le cyclage thermique

Aux cours de ces tests, un environnement qui favorise les mécanismes de dégradation tels que l'oxydation des métaux, la corrosion et le délaminage des couches est artificiellement généré en jouant sur la température ambiante et le taux d'humidité dans la chambre de test par exemple. L'application des essais de fiabilité est d'une grande utilité pour caractériser et qualifier le composant. Quelques détails préliminaires concernant ces tests seront rappelés. Ensuite, les résultats de ces tests seront donnés et discutés.

V.2.1. Cyclage thermique :

Cet essai permet de mesurer la durabilité du composant suite à son exposition à un mécanisme thermomécanique accéléré, généré par la variation de la température entre deux valeurs extrêmes

pendant une période du temps donnée^[R.3.128]. La variation de la température provoque une contrainte mécanique notamment aux interfaces des différentes couches voisines qui présentent des coefficients de dilatation thermique différents. Ceci entraîne l'affaiblissement du composant et fragilise l'adhésion inter-couches, et par la suite le développement des effets de fatigue qui conduisent à la défaillance. Les mécanismes de défaillance visés par cet essai sont ^[R.3.133] :

-Les délaminages.

-Les fractures et les fissures à l'intérieur des couches

Le cyclage thermique est effectué en aller retour entre deux chambres à températures extrêmes (entre $T_0 = -55^\circ\text{C}$ et $T_1 = +150^\circ\text{C}$) avec un temps de maintien dans chaque chambre de 10min, un temps de transition de 3 secondes et un nombre total de 1000 cycles. Les mesures RF ont été relevées à $t=0$ cycles (plaque vierge) puis à 200, 500 et 1000 cycles sur n motifs répartis sur tous les champs de la plaque étudiée. Dans le cadre des études faites sur les défaillances des métaux, on a estimé que 90% des défaillances en service sont des défaillances de fatigue générées par les contraintes mécaniques ^[R.3.132]. Afin de modéliser le processus de fatigue engendré par une contrainte cyclique de température, on utilise le plus souvent le modèle de Coffin Manson. Il est bien adapté pour des défaillances dominées par l'initiation et la croissance de fissures, plutôt qu'une simple déformation élastique. Le nombre de cycles à défaillance N est donné en fonction de la plage de variation de température ΔT par la relation ^[R.3.130,R.3.134] :

$$N = C_0 \Delta T^{-q} \quad (\text{Eq.3-118})$$

avec C_0 est une constante qui dépend du matériau, ΔT l'intervalle de variation de la température et q est l'exposant de Coffin Manson qui est une constante empirique qui dépend du mécanisme de défaillance, et caractérise la fatigue d'un matériau donné^[R.3.132]. En particulier, $q=8,4$ pour une fracture à l'intérieur de film diélectrique et $q = 4,2$ pour un délaminage entre couches.

V.2.2. Le stockage thermique :

Les composants sont stockés sous une température élevée pour stimuler leur vieillissement, et prédire leur durée de vie dans les conditions normales (la durée de vie **TF** (time to failure) est la durée de fonctionnement jusqu'à défaillance d'un dispositif irréparable) ^[R.3.128]. Dans le cadre de l'étude en cours, les dispositifs BAW ont été stockés à deux températures (une température haute $T_h = 200^\circ\text{C}$ et une température basse $T_b = 150^\circ\text{C}$) pendant 1000 heures. Des mesures RF ont été réalisés avant stockage thermique, après à 500 heures de stockage et à la fin des tests (à 1000 heures). Pour décrire l'évolution de la durée de vie en fonction de la température, le modèle d'Arrhenius est souvent utilisé ^[R.3.129] :

$$TF = A \exp\left(\frac{E_a}{k_b T}\right) \quad (\text{Eq.3-119})$$

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Avec TF : le temps moyen de bon fonctionnement, A un facteur qui dépend du matériau, k_b la constante de Boltzmann et E_a l'énergie d'activation du mécanisme. La détermination de E_a nécessite un stockage à deux températures différentes au moins. Dans le cas où on n'observe aucune défaillance, on utilise la valeur $E_a = 0,7\text{eV}$ [R.3.135].

Souvent, on définit le facteur d'accélération A_f qui détermine le rythme de dégradation provoqué par le test. C'est le rapport entre les durées de bon fonctionnement (TF) des composants à la température d'utilisation T_u et à la température de test T_t :

$$A_f = \exp\left(\frac{E_a}{k_b} \left(\frac{1}{T_u} - \frac{1}{T_t}\right)\right) \quad (\text{Eq.3-120})$$

Ce facteur permet d'estimer la durée de vie du composant à la température d'utilisation T_u . La durée de vie estimée est:

$$TF = \frac{2ntA_f}{\chi^2(\alpha, d.l)} \quad (\text{Eq.3-121})$$

avec n le nombre de composants testés, t la durée de test, $\chi^2(\alpha, d.l)$: la fonction de Khi-deux, α : le niveau de confiance et $d.l = 2(r + 1)$ où r est le nombre de défaillances observées.

V.2.3. Le stockage température-humidité :

Cet essai permet l'évaluation de la résistance du dispositif à l'oxydation et à la corrosion, et l'étude des défaillances induites par l'humidité [R.3.128]. Au cours de ce test, les composants sont soumis à une température constante de 85°C renforcée par un environnement d'humidité relative égale à 85% pendant une période de temps de 1000 heures. Les mesures RF sont relevées à sept reprises : à t=0H, après 120H, 168H, 240h, 360h, 500h et 1000h, pour suivre l'évolution de l'impact de l'humidité sur la structure. Les principaux mécanismes de dégradation que cherche à révéler ce type d'essai sont la corrosion métallique et la propagation des fissures. Le modèle de Peck est le plus utilisé pour la description de l'évolution de la durée de vie en fonction des contraintes appliquées [R.3.130-R.3.131] :

$$TF = ARH^{-N} \exp\left(\frac{E_a}{k_b T}\right) \quad (\text{Eq.3-122})$$

A est un facteur scalaire arbitraire, N : constante déterminée expérimentalement et E_a l'énergie d'activation du mécanisme. Les conditions expérimentales appliquées pour étudier le vieillissement des composants SMR sont regroupées dans le **Tableau.3-3**.

	Conditions	Prélèvement	Nombre de composants
Stockage haute température	T=200°C	0, 500h et 100h	120
Stockage basse température	T=150°C	0, 500h et 100h	120
Stockage chaleur humide	T=85°C, taux d'humidité=85%	0, 120h, 168h, 240h, 350h, 500h, 1000h	120
Cyclage thermique	T _{min} =-55°C T _{max} = 150°C t _{maintien} =10min, t _{transition} =3s	0, 200, 500 et 1000 cycles	120

Tableau.3-3 : Conditions de vieillissement des composants SMR

V.3. Résultats des tests environnementaux:

Deux technologies de Bragg sont testées : SMR sur un réflecteur de Bragg SiN/SiOC (ou SMR1) et SMR sur un réflecteur de Bragg W/SiO₂ (SMR2). L'empilement de chaque technologie est donné dans la **FIG.3-41**. Les propriétés thermomécaniques sont données respectivement dans le **Tableau.3-4** et le **Tableau.3-5**. σ_{int} est la contrainte résiduelle dans chaque couche de l'empilement. Afin d'étudier l'importance de la passivation, parmi les plaques testées il y a celles qui sont protégées par une couche de nitrure (couche de passivation de SiN) et d'autres qui ne sont pas passivées (plaques « nues »).

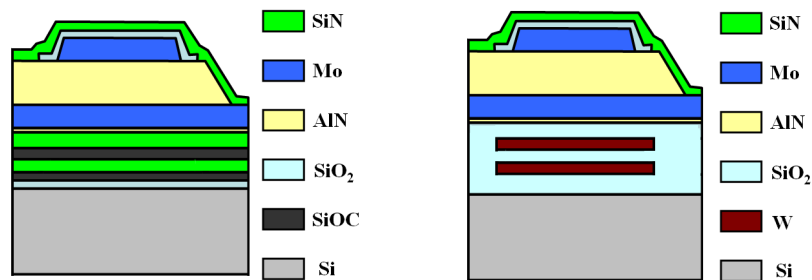


FIG.3-31: Représentation schématique de l'empilement SMR1 et SMR2

Nom	Epaisseur (μm)	Young(GPa)	Poisson	$\alpha_i(10^{-6}/^{\circ}\text{C})$	$\sigma_{int}(\text{MPa})$
Silicium	725	164,4	0,25	2,5	0
SiO2_thermique	0,1	76,6	0,22	0,5	-300
SiN_1	1,16	225	0,3	4	-150
SiOC_1	0,28	9,9	0,2	20	50
SiN_2	1,16	225	0,3	4	-150
SiOC_2	0,28	9,9	0,2	15	50
Mo_inf	0,28	437,8	0,31	5	-100
AlN	1,7	370,4	0,22	4	-100
Mo_top	0,28	437,8	0,31	5	-100
SiO2_Load	0,15	76,6	0,22	0,5	-150
SiN_passiv	0,2	229,2	0,3	3	-100

Tableau.3-4: Propriétés thermomécaniques de l'empilement SMR1 (sur un Bragg SiN/SiOC)

Nom	Epaisseur (μm)	Young(GPa)	Poisson	$\alpha_i(10^{-6}/^{\circ}\text{C})$	$\sigma_{\text{int}}(\text{MPa})$
Silicium	725	164,4	0,25	2,5	0
SiO2_B	0,5	79,2	0,22	0,5	300
W_1	0,8	486,72	0,28	4	250
SiO2_1	0,5	79,2	0,22	20	300
W_2	0,5	486,72	0,28	4	250
SiO2_2	1	79,2	0,22	20	300
Mo_inf	0,25	437,8	0,31	5	-100
AlN	1	370,4	0,22	4	-100
Mo_top	0,25	437,8	0,31	5	-100
SiO2_Load	0,13	76,6	0,22	0,5	-150
SiN_passiv	0,4	229,2	0,3	3	-100

Tableau.3-5: Propriétés thermomécaniques de l'empilement SMR2 (sur un Bragg W/SiO₂)

Dans la suite, on résume les résultats obtenus sur les structures étudiées suite à leurs expositions aux trois essais environnementaux tout en analysant les différents mécanismes de défaillance observés.

V.3.1. Stockage thermique:

L'analyse statistique de toutes les grandeurs extraites des composants étudiés a montré l'insensibilité des deux structures passivées et non passivées vis à vis des tests de stockage thermique aux températures 150°C et 200°C. Les observations MEB des plans de coupes effectuées sur les puces qui ont subi cette contrainte thermique montrent que l'état de la structure reste intact comparativement à la structure de référence, et qu'aucun mécanisme de défaillance n'est déclenché. Ces observations confirment les résultats des mesures RF. En conclusion, les structures SMR étudiées sont assez solides pour résister aux contraintes thermiques engendrées par le stockage thermique.

V.3.2. Stockage chaleur-humidité:

Suite à ce test, la sensibilité des composants non passivés est nettement mise en évidence par les variations importantes de leurs grandeurs caractéristiques extraites. Ce qui révèle la forte dégradation de ces composants suite à leur exposition à un environnement humide. Ces résultats montrent également que les résonateurs non loadés sont plus sensibles au test que les résonateurs loadés. Les variations maximales des fréquences de résonance et d'anti-résonance des résonateurs loadés et non loadés sont présentées sur le **Tableau.3-6**, pour des durées de stockage de 120, 240, 360 et 500 heures.

Durée de stockage (heures)	Résonateurs loadés		Résonateurs nonloadés	
	Δf_r (MHz)	Δf_a (MHz)	Δf_r (MHz)	Δf_a (MHz)
168	2,3	2,3	>20	>30
240	2,3	2,3	>45	>50
360	2,3	4,5	>90	>120
500	2,6	5,3	>130	>180

Tableau.3-6: Variations maximales des fréquences de résonance et d'anti-résonance des résonateurs jusqu'à 500 heures de stockage humide pour des plaques non-passivées

Les observations MEB (Microscope Electronique à Balayage) effectuées sur les plans de coupes de la structure dévoilent la corrosion du molybdène de l'électrode supérieur (Mo-Sup) (**FIG.3-32**). Il

s'avère aussi que la corrosion n'attaque pas uniquement le Mo-Sup qui est nu, mais qu'elle atteint également le molybdène inférieur (Mo-inf) à travers les fissures produites à l'intérieur de l'AlN au cours de sa croissance, en couvrant la marche du Mo-inf photos et à partir des endroits de gravure de l'AlN pour ouvrir le contact sur le Mo-inf (**FIG.3-32**).

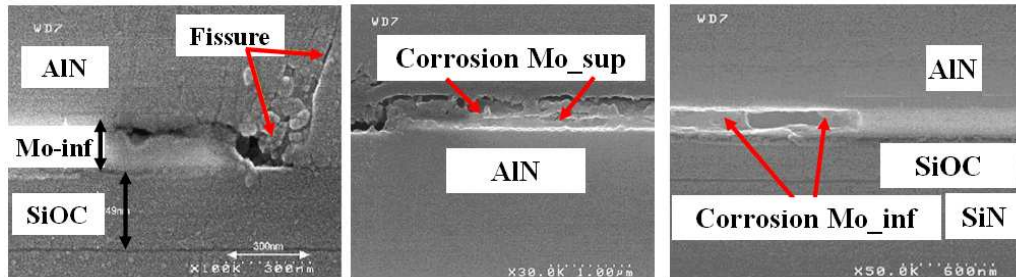


FIG.3-32: Coupe MEB montrant la corrosion du Mo-sup pour les plaques non passivées et la propagation de la corrosion jusqu'au Mo-inf

Parallèlement, des essais de stockage en chaleur humide 85 °C et 85 % HR (taux d'humidité) pendant 672 heures sont conduits sur une plaque revêtue d'un dépôt de 1,1 µm d'AlN, texturé par une couche 0,2 µm de Mo figure 38.

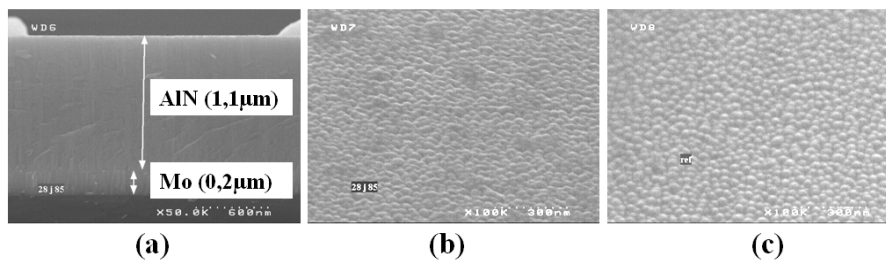


FIG.3-33: (a) Vue section MEB du dépôt d'AlN après 672 heures (28 jours), (b) Surface AlN vieillie, (c) Surface AlN référence

Les largeurs à mi-hauteur des « rocking curves » sont les suivantes :

	Mo-inf (110)	AlN (002)
Référence	2,1°	1,35°
Vieilli (SCH 85°C/85 % HR - 672 heures)	2,1°	1,39°

Les figures **FIG.3-33 (b)** et **(c)** représentent respectivement les morphologies de surface vieillie et référence. La rugosité apparente est modifiée. Des mesures de rugosité par interférométrie indiquent une augmentation d'un facteur 2 de la rugosité moyenne pour le matériau vieillie. Cet essai permet de vérifier la stabilité de la texture du matériau en comparant les résultats à une référence non vieillie. On remarque une évolution des morphologies de surface en termes de rugosité. Dans la pratique, l'AlN est toujours protégé par une couche de passivation SiN et devrait conserver intégralement toutes ses propriétés. Ces observations montrent également que le molybdène est à l'abri de l'effet de corrosion tant qu'il est couvert et protégé par une autre couche « protectrice » (l'AlN « pleine plaque » dans ce cas). Ce constat explique la grande sensibilité des résonateurs non loadés par rapport aux résonateurs

loadés (protégés par une couche de SiO_2). Pour ces derniers, l'influence de l'humidité sur les grandeurs caractéristiques reste relativement faible jusqu'à 500 heures de stockage. En revanche, l'impact de cet environnement devient très important pour un stockage de 1000 heures. Le **Tableau.3-7** donne les variations maximales des fréquences de résonance f_r et d'antirésonance f_a , et du facteur de couplage électromécanique k_t^2 des résonateurs loadés à 500 et 1000 heures de stockage humide :

Durée de stockage (heures)	Δf_r (MHz)	Δf_a (MHz)	Δk_t^2 (%)
500	2,6	5,3	0,4
1000	>350	>300	50

Tableau.3-7: Variations maximales des fréquences de résonance et d'antirésonance, et du facteur de couplage électromécanique des résonateurs loadés

Donc, la couche de « loading » protège relativement efficacement le Mo-Sup des résonateurs chargés (loadés) contre la corrosion. En ce qui concerne les plaques passivées, après l'analyse statistique de la sensibilité des grandeurs extraites des composants étudiés, on montre que les structures passivées offrent une grande immunité contre les conséquences d'un stockage sous chaleur humide. Les résultats statistiques ont révélé l'insensibilité des paramètres caractéristiques extraits des résonateurs. L'observation MEB des plans des coupes effectuées sur ces composants prouve l'importance de la couche de passivation (SiN) pour couvrir et protéger le métal. Le SiN est très connu pour sa bonne résistance à l'usure et à l'abrasion, sa bonne inertie chimique et sa bonne résistance aux chocs thermiques. Cette conclusion confirme également les résultats obtenus par l'analyse statistique de la sensibilité des puces étudiées. Le seul problème observé sur les structures passivées est l'attaque du molybdène aux endroits de gravure de TiNiAu par la chimie de gravure utilisée pour graver ce dernier (**FIG.3-34**). L'origine de cette attaque provient d'un défaut d'alignement des masques employés pour la gravure de la couche de passivation SiN et du TiNiAu. Ce défaut d'alignement laisse une partie nue du molybdène entre les deux couches TiNiAu et SiN, à travers laquelle la chimie de gravure attaque le métal (**FIG.3-34 (a)**). Cette première attaque permet à l'humidité de s'infiltrer et d'atteindre le molybdène et initier le phénomène de corrosion observé (**FIG.3-34(b)**).

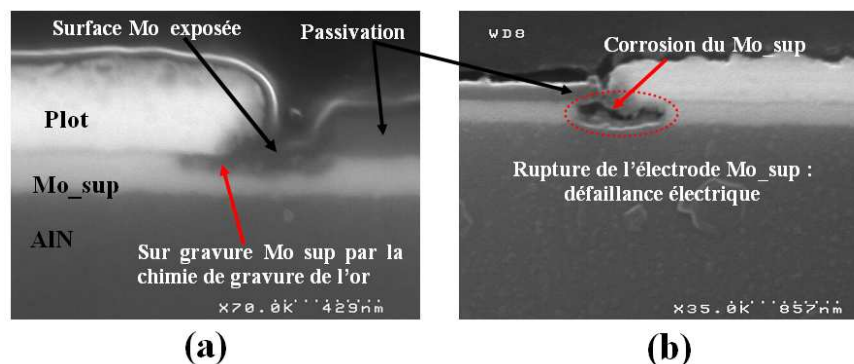


FIG.3-34: Vues MEB d'une section l'électrode molybdène au niveau du plot de contact et électrode supérieure d'une plaque passivée (a) défaut sur référence, (b) : après 1000 heures de stockage en chaleur humide.

V.3.3. Cyclage thermique:

Jusqu'à présent, toutes les défaillances observées concernent la partie supérieure du résonateur (les électrodes Mo et la couche d'AlN), c'est pourquoi le type de Bragg n'est pas mentionné. Dans cette partie, les défaillances observées sont dues à la fragilisation de l'interface entre couches de Bragg et partie active. Les défaillances sont observées uniquement pour la technologie SMR1. Aucun problème n'est repéré pour la technologie SMR2 avec passivation (la variation de f_a et f_r après 1000 cycles est de ± 918 kHz sachant que le pas de mesure RF est de 375 kHz tandis que la variation du k_t^2 est de $\pm 0,24\%$). Dans la suite, on s'intéresse à l'analyse des défaillances observées lors des tests du cyclage thermique sur la technologie SMR1. L'analyse des variations des grandeurs caractéristiques obtenues après le test sur des structures sans passivation montre que les résonateurs loadés manifestent une résistance relativement plus importante que celle des résonateurs non loadés. À 500 cycles, les variations des fréquences de résonance et d'antirésonance restent relativement faibles pour les résonateurs loadés, tandis que les puces non loadées ont déjà montré leur sensibilité vis à vis du test. Ceci s'explique par la protection supplémentaire apportée aux structures loadées par la couche de SiO_2 . En revanche, à 1000 cycles, toutes les grandeurs caractéristiques des deux résonateurs (loadé et non loadé) montrent leur sensibilité à l'essai appliqué, ce qui prouve la vulnérabilité de la structure aux contraintes thermomécaniques (**Tableau.3-8**).

Grandeurs	Nombre de cycles	Résonateurs passivés		Résonateurs non passivés	
		Loadé	Non loadé	Loadé	Non loadé
Δ Fréquence de résonance (MHz)	200	0,375	0,375	1,125	3,7
	500	0,375	0,375	1,125	4,5
	1000	>45	>45	>60	>60
Δ Fréquence antirésonance (MHz)	200	0,375	0,375	0,75	3,7
	500	0,375	0,375	1,125	4,5
	1000	4,125	3,375	>60	>60

Tableau.3-8: Variations maximales des fréquences de résonance et d'antirésonance, après 200, 500 et 1000 cycles thermiques

Les observations MEB des plans de coupes effectuées sur les composants nous permettent de relever les constats suivants :

- Des fissures et des délaminages sont produits d'une part à l'interface des deux dernières couches du Bragg SiN et SiOC, et d'autre part entre cette dernière et la couche du Mo-inf (**FIG.3-35**).
- Des fissures sont produites à l'intérieur du SiOC (**FIG.3-36(a)**).
- Une déformation de la couche du SiOC apparaît (**FIG.3-36(c)**)

-L'oxydation du molybdène est mise en évidence (sans passivation) (**FIG.3-36(b)**).

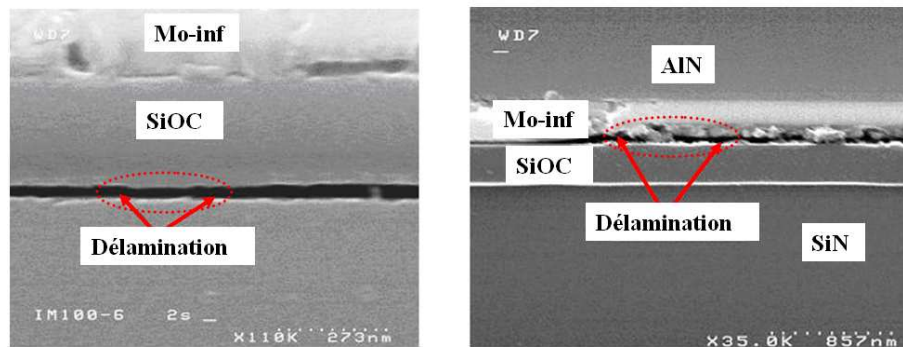


FIG.3-35: Vues MEB du délaminage au niveau de l'interface SiOC/SiN et du délaminage à l'interface Mo-inf/SiOC

Quant aux structures passivées, les grandeurs électriques extraites des composants passivés révèlent que ces derniers sont moins sensibles au test de cyclage thermique que les composants non passivés. Après 500 cycles, les dispositifs passivés prouvent leur insensibilité vis-à-vis de la contrainte appliquée. La couche de passivation empêche également l'oxydation de l'électrode supérieure. Cependant, la vulnérabilité des dispositifs passivés devient plus importante à partir de 500 et jusqu'à 1000 cycles. Ils commencent ainsi à subir et accumuler les effets de la contrainte cyclique. Le **Tableau.3-8** donne les variations maximales des fréquences de résonance et d'anti-résonance, atteintes après 200, 500 et 1000 cycles thermiques. Ces résultats montrent que :

-Les deux structures passivées et non passivées sont sensibles aux contraintes développées par le cyclage thermique.

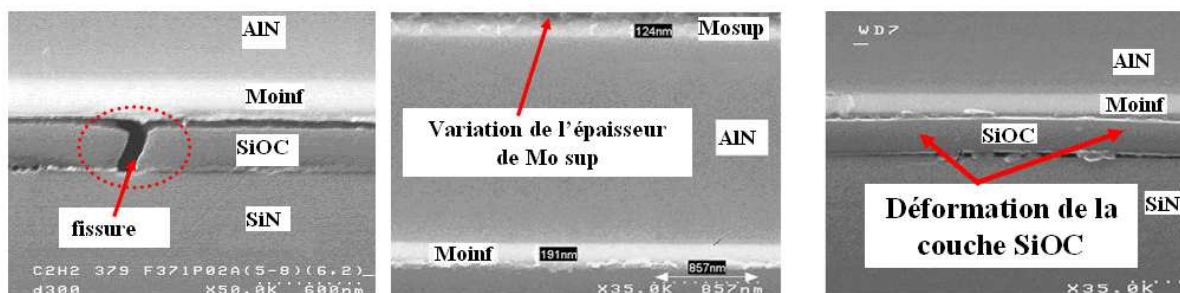


FIG.3-36: Vues MEB de (a) la fissure à l'intérieur de la couche du SiOC, (b) l'oxydation du Mo-Sup, et (c) la déformation de la couche du SiOC

-Les composants passivés sont plus stables et résistent mieux au test que les composants non passivés. Les photos que nous avons prises au moyen du MEB relèvent également les mêmes défauts d'adhésion entre les couches SiN et SiOC et les couches SiOC et Mo-inf, observées sur les structures non passivées. Donc, les deux structures passivées et non passivées n'ont pas été épargnées par le phénomène de délaminage.

Les coupes sont ensuite observées au moyen d'un microscope électronique à balayage avec en préalable une révélation HF 20% et métallisation Au 10nm. Ces mécanismes de rupture aux interfaces s'accompagnent d'une fragilisation de l'électrode inférieure Mo, pouvant aller jusqu'à la rupture et donnant lieu en conséquence à une défaillance électrique. La sollicitation en cyclage thermique permet de révéler des défaillances entre 500 et 1000 cycles, notamment des ruptures d'interface et des ruptures de continuité électrique. De plus, l'oxydation du molybdène de l'électrode supérieure de la plaque non passivée accélère les mécanismes de défaillance.

Les délaminages observés précédemment sont tous localisés au niveau des interfaces de la deuxième couche SiOC du Bragg avec la couche SiN en dessous et la couche Mo-inf au dessus. Ce qui prouve que l'adhésion de cette couche avec ses couches voisines est plus sensible aux efforts thermomécaniques développés par le test du cyclage thermique. Le cyclage thermique engendre des contraintes qui tendent à comprimer et étirer les différentes couches de la structure. Le **Tableau.3-4** présente les propriétés thermomécaniques des matériaux SiOC, SiN et du Molybdène. Une première analyse de ces valeurs conduit à tirer les remarques et les conclusions suivantes :-La faible valeur du module d'Young du SiOC témoigne de la grande élasticité du matériau par rapport au SiN et au Mo. Son coefficient de dilatation thermique est aussi élevé par rapport aux autres couches. Ceci se traduit par une tendance à se dilater (respectivement se compresser) suite à une augmentation (respectivement une diminution) de la température. Etant donné que la déformation est continue aux interfaces et que le Mo et le SiN ont tous les deux des modules de Young nettement supérieurs à celui du SiOC, ils imposent leurs déformations et donc le niveau de contrainte au sein de la couche du SiOC augmente. Ceci peut être une explication rapide de la fragilisation des interfaces SiN/SiOC et SiOC/Mo-inf. Une étude plus détaillée est présentée dans la partie suivante. Aussi, il est important de rappeler la mauvaise conductivité du SiOC ($0,3\text{W}/(\text{m.K})$ ^[R.3.136]) comparé à celle du SiN ($20\text{W}/(\text{m.K})$ ^[R.3.137]) et à celle du Mo ($138\text{W}/(\text{m.K})$ ^[R.3.138]). Lors du test de cyclage thermique, ce matériau a tendance à conserver sa température constante (difficulté pour le matériau à évacuer la chaleur) alors que ses voisins se stabilisent beaucoup plus vite à la nouvelle température. Ceci entraîne un gradient de température qui amplifie la discontinuité de contrainte aux interfaces critiques. Ceci peut aussi impacter la fiabilité de l'empilement.

La déformation de la couche du SiOC (**FIG.3-36(c)**) témoigne des contraintes mécaniques provoquées au niveau de ces interfaces et qui conduisent aux défauts de délaminage (**FIG.3-35**) et même à des fissures à l'intérieur de la couche (**FIG.3-36(a)**).

V.4. Conclusion:

En conclusion, cette partie montre l'intérêt des tests environnementaux pour étudier la fiabilité des SMR. Les caractérisations électriques et l'observation MEB sont utilisées pour suivre l'évolution des résonateurs au cours des tests. Les résultats montrent que dans les deux cas, les dérives sont bien

corrélées. L'intérêt d'outils de caractérisations structurales est aussi mis en avant pour détecter l'origine des dégradations observées. D'un point de vue technologique, la couche de passivation est nécessaire pour immuniser les structures contre l'émergence de plusieurs types de défaillances tout au long de ces tests, tels que les problèmes de corrosion et d'oxydation. Toutefois, cette couche ne résout pas tout et un problème majeur de délaminage est observé pour la technologie SMR1. Ce problème est analysé dans la partie suivante. De son côté, la technologie SMR2 avec une passivation montre une stabilité suite aux tests de vieillissement et donc cette deuxième technologie sera retenue pour l'instant. L'intérêt de la technologie SMR1 d'un point de vue coût de fabrication nous incite à pousser l'étude plus loin pour mieux comprendre l'origine des défaillances observées afin de pouvoir imaginer des solutions pour améliorer la stabilité structurelle de cet empilement.

VI. Modélisation du champ de contrainte dans un empilement BAW SMR soumis à un gradient de température et une contrainte résiduelle :

VI.1. Introduction :

Les circuits intégrés sur silicium sont en général construits par superposition de plusieurs couches d'une grande variété de matériaux présentant différentes propriétés élastiques, mécaniques et thermiques ; c'est également le cas pour un résonateur BAW SMR. Le champ de contrainte généré de ce fait au sein de l'empilement est issu de nombreuses sources, dont l'importance varie en fonction des propriétés des matériaux, de la géométrie du dispositif, de sa complexité et des paramètres du procédé de fabrication ^[R.3.139]. Les sources de contraintes les plus fréquemment rencontrées sont les problèmes thermiques tels que la distribution non-uniforme de la température à l'intérieur de la plaque de silicium au cours de la fabrication, les différentes températures de dépôt et les gradients de température transitoires qui sont produits pendant le chauffage ou le refroidissement de la plaque ^[R.3.139-R.3.140]. En outre, de nombreux éléments de l'empilement tels que le nitrure de silicium, le dioxyde de silicium, etc., présentent, en vertu de leur procédé de formation, une contrainte intrinsèque qui vient s'ajouter à la contrainte thermique ^[R.3.139]. Aussi, l'intégration de couches empilées de matériaux présentant des constantes de réseau cristallographique, des tailles d'atomes, des constantes de dilatation thermiques et des coefficients élastiques différents a tendance à générer des contraintes qui peuvent être plus ou moins importantes, surtout au niveau des interfaces entre les différentes couches ^[R.3.139,R.3.141]. Ces champs de contrainte peuvent se développer sur les bords comme au milieu de la plaque et constituent, dans de nombreux cas, des facteurs déterminants pour la fiabilité du dispositif ainsi que le rendement de la chaîne de production des circuits intégrés ^[R.3.139]. En effet, plusieurs problèmes de défaillance dans des circuits intégrés peuvent être attribués en fin de compte à des contraintes qui se développent à différents stades lors de la fabrication du circuit, au cours des tests environnementaux, ou bien après la mise en fonctionnement.

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Compte tenu de leurs nombreuses origines possibles, qui doivent exister naturellement mais aussi d'une façon inévitable, y compris dans les meilleures conditions de procédé de fabrication possibles, les problèmes liés aux contraintes sont omniprésents dans les technologies sur silicium et deviennent de moins en moins négligeables avec l'augmentation de la complexité de la géométrie des dispositifs ainsi que des différentes combinaisons des matériaux mis en oeuvre. Il devient ainsi indispensable de comprendre leur nature et leurs origines mais également de pouvoir les modéliser quantitativement, de manière à être en mesure de spécifier les technologies à utiliser.

Dans le cas des résonateurs, oscillateurs et circuits RF, cette étude conserve également toute son importance. En effet, la stabilité thermomécanique d'un élément résonant, qui est fortement dépendante de l'intensité de la contrainte au sein de l'empilement, est un facteur qui influence considérablement la stabilité de sa fréquence de résonance [\[R.3.15,R.3.152\]](#).

Dans ce contexte, John R. Vig et Fred L. Walls citent, dans leur article relatif aux limites fondamentales à la stabilité des oscillateurs utilisant des résonateurs à ondes de volume, la contrainte dans la structure comme l'un des points problématiques [\[R.3.15\]](#). Pour ces raisons, plusieurs travaux analytiques et expérimentaux en littérature, portant notamment sur les résonateurs à ondes acoustiques de surface (SAW) [\[R.3.82,R.3.146,R.3.147\]](#) et le quartz comme exemple de résonateurs à onde de volume [\[R.3.147-R.3.148\]](#), ont été publiés afin de quantifier la dépendance de la fréquence de résonance avec cette contrainte et de trouver le choix optimum de la coupe cristallographique qui permet de compenser la contrainte interne dans la structure pour optimiser sa stabilité thermomécanique.

Les choses deviennent encore plus compliquées lorsque l'on sait que cette contrainte a tendance à varier en fonction de la température du dispositif, du niveau d'humidité, du vieillissement (le temps), des réactions chimiques lentes aux interfaces telle que la diffusion des matériaux (de l'électrode vers la couche piézoélectrique), du changement de la phase cristalline en fonction du temps etc [\[R.3.14,R.3.15,R.3.151,R.3.152\]](#).

Ce genre de problème est assez connu et détaillé dans la littérature pour les oscillateurs en Quartz [\[R.3.142-R.3.144,R.3.149,R.3.150\]](#) ainsi que pour les résonateurs SAW [\[R.3.82,R.3.146,R.3.147\]](#), et des solutions pour limiter leurs effets ont été proposées.

En ce qui concerne les dispositifs à base de BAW SMR, aucun travail, à notre connaissance, n'a été déjà publié dans cette thématique. Les raisons en sont multiples. En effet, les dispositifs BAW qui sont actuellement industrialisés sont principalement dédiés aux applications de filtrage. Pour de telles applications, la contrainte thermomécanique n'exerce pas vraiment d'effet critique sur la fonctionnalité du dispositif (sauf dans le cas où elle entraîne un dysfonctionnement total du dispositif suite à une rupture mécanique comme, on l'a vu lors du test de cyclage thermique) étant donné que cet effet reste très faible sur la bande passante, les pertes d'insertion et le facteur de qualité. L'étude d'un résonateur BAW sous contrainte mécanique qui a été présentée précédemment montre une bonne

stabilité des valeurs de f_r , f_a et k_t^2 du résonateur suite à des fortes sollicitations mécaniques (contrainte générée dans la couche d'AlN supérieure à 300MPa).

De surcroît, ainsi que cela a été discuté dans le premier chapitre du manuscrit, la stabilité de la fréquence de résonance des résonateurs ne constitue pas une exigence aussi sévère pour les filtres que pour les oscillateurs (à quelques ppm près). Par contre, ce facteur déterminant doit être évoqué en priorité pour des applications de type « base de temps » auxquelles sont destinés les oscillateurs à base de BAW, qui n'en sont encore qu'au stade de recherche et développement. Par conséquent, les questions relatives à la fiabilité de la structure en général et sa fiabilité thermomécanique en particulier restent pour l'instant une question précoce, et le resteront aussi longtemps qu'il n'y aura pas de solution qui réponde aux demandes industrielles pour un coût de production abordable. Ces raisons, entre autres, ont fait que le sujet des contraintes dans un empilement BAW n'a pas encore été évoqué pour l'instant dans la littérature des BAW. Toutefois, dans la mesure où des défaillances d'origine thermomécaniques ont été observées dans le cadre de notre étude de fiabilité sur des résonateurs et des filtres BAW lors du cyclage thermique (ainsi que cela a été détaillé dans une partie précédente), il est important même pour des dispositifs dédiés à des applications de filtrage RF, d'étudier le champ de contrainte généré dans un empilement BAW suite à une variation importante de sa température. Les résultats de cette étude, d'une grande importance pour l'étude de la fiabilité des dispositifs BAW, permettront de classer les différentes sources de contraintes dans la structure, de les comprendre et de les modéliser afin de pouvoir estimer leurs effets sur le dispositif et expliquer les défaillances observées auparavant.

Cette étude débute par la qualification des sources de contraintes qui nous intéressent. Elle se poursuit par un survol des modèles proposés dans la littérature. Le modèle analytique le mieux adapté à notre cas est ensuite introduit. Les résultats analytiques sont enfin confrontés aux observations expérimentales afin de pouvoir fournir des explications à propos des défaillances observées.

VI.2. Les contraintes dans un empilement SMR et le délaminage aux interfaces:

Une première étude expérimentale de la tenue mécanique d'un empilement BAW SMR exposé à différents types de tests de fiabilité met en évidence un problème de défaillance mécanique lié a priori aux contraintes générées aux interfaces (**FIG.3-35**) sur les résonateurs avec un Bragg SiN/SiOC (SMR1), tandis qu'aucune défaillance n'est observée pour les résonateurs avec un Bragg W/SiO₂ (SMR2). Ces résultats ont été acquis à l'issue du test de type « cyclage thermique », qui consiste à faire varier brutalement la température ambiante de -55°C à +150°C et vice versa avec des paliers de température de 10 minutes à chaque température. La défaillance mécanique observée peut être due à une forte discontinuité de la contrainte plane au niveau de l'interface, qui a tendance à la fragiliser, ou bien à une forte contrainte de pelage, ou encore à une forte contrainte de cisaillement qui peuvent promouvoir un délaminage à partir du bord libre de la structure. Il est donc nécessaire d'étudier ces trois contraintes au milieu de la structure SMR mais aussi au voisinage de ses bords.

Après avoir introduit rapidement les trois types de contraintes qui nous intéressent et avant de s'attacher à modéliser les phénomènes observés, il est important d'introduire également deux notions rencontrées en mécanique de la rupture qui semblent nécessaires à la compréhension de la suite de l'étude, que sont les modes de délaminage et l'énergie d'adhérence. Le délaminage est la propagation d'une fissure qui peut avoir lieu au sein d'une couche comme au niveau d'une interface, parallèlement ou perpendiculairement au plan de la couche. Dans notre cas, on s'intéresse au délaminage au niveau d'une interface. Suivant la nature de la contrainte qui intervient, le délaminage peut avoir lieu suivant trois modes principaux (mode I, II et III (**FIG.3-37**)) ou suivant une combinaison de ces trois modes^[R.3.211]. Le mode I correspond à un mode d'ouverture normale : les surfaces de la fissure s'écartent perpendiculairement l'une de l'autre. Ce mode est généralement le plus fréquent et dû principalement à la contrainte normale ou ce qu'on appelle la contrainte de pelage au bord de la structure. Dans le mode II, les surfaces de la fissure se déplacent dans le même plan et dans une direction perpendiculaire au front de fissure. La contrainte de cisaillement est en grande partie responsable de ce mode. Pour le mode III, les surfaces de la fissure se déplacent dans le même plan et dans une direction parallèle au front de fissure. Les modes qui nous intéressent dans cette étude sont les modes les plus rencontrés en général, à savoir les modes I et II.

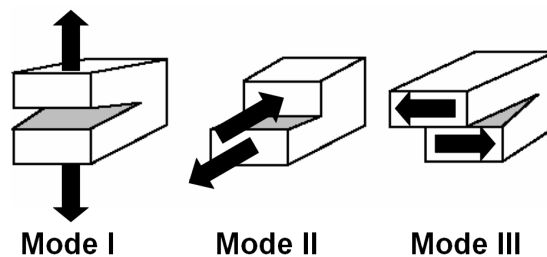


FIG.3-37: Les trois modes de rupture ^[R.3.207]

Il est important de savoir que la confirmation de la rupture mécanique nécessite un critère expérimental pour mesurer l'énergie d'adhérence entre les deux couches en question^[R.3.198-R.3.200]. Le simple calcul des contraintes (par modèle analytique ou éléments finis) permet uniquement de comparer le niveau de contrainte entre des empilements différents, mais ne permet pas de prédire une rupture de l'interface sauf si la contrainte est extrêmement élevée ($>1\text{GPa}$). L'énergie d'adhérence des interfaces critiques dans notre cas (SiN/SiOC, SiOC/Mo, W/SiO₂ et SiO₂/Mo) est une donnée expérimentale qui, faute de temps, n'a pu être mesurée aux cours des travaux de cette thèse et donc n'est pas disponible pour l'étude actuelle. Néanmoins, une modélisation qui permet la comparaison des contraintes générées aux interfaces au milieu et au bord de la structure suite à une variation de température peut être envisagée pour les deux empilements, afin de mieux comprendre les résultats expérimentaux, tout en prenant les précautions requises compte tenu des énergies d'adhérence des couches.

Dans un premier temps, les trois contraintes (plane, de pelage et de cisaillement) sont étudiées loin des bords, et dans un second temps, les contraintes de pelage et de cisaillement sont étudiées proches des

bords. Les résultats de ces deux études sont enfin utilisés pour étudier les deux empilements BAW considérés.

VI.3. Etude de la contrainte thermomécanique loin des bords de la structure d'un SMR :

Dans le cas d'un empilement de couches minces, la contrainte loin des bords de la structure regroupe plusieurs types de contrainte suivant leurs origines. Les contraintes susceptibles d'exister dans notre empilement sont les contraintes résiduelles et les contraintes thermiques.

Les contraintes résiduelles:

Le dépôt d'un film contraint sur une seule face d'un substrat plan conduit à une courbure du système et on constate l'apparition de contraintes dites résiduelles (qui subsistent en l'absence de chargements extérieurs) à la fois dans le film et dans le substrat [R.3.139,R.3.153]. Ces contraintes ont pour origine physique des incompatibilités de déformations entre matériaux déposés et substrat, de nature thermomécanique ou intrinsèque [R.3.139]. Un film en tension présente une contrainte résiduelle positive et le rayon de courbure associé est compté positivement (concavité du film) et inversement pour un film en compression.

Cette contrainte est fortement dépendante des paramètres du procédé utilisé lors du dépôt des couches. En général, on cherche à la réduire au maximum mais le compromis existant entre l'uniformité de la couche et la minimisation de la contrainte résiduelle fait qu'elle perdure en général.

L'équation de Stoney (**Eq.3-123**) donne une relation simple pour exprimer la contrainte résiduelle dans un film mince d'épaisseur h_f , déposé sur un substrat dont le module d'Young est Y_s , le coefficient de Poisson est ν_s et l'épaisseur est h_s (avec $h_s \gg h_f$) en fonction du rayon de courbure R [R.3.154]:

$$\sigma_{r,f} = \frac{1}{6} Y'_s \frac{h_s^2}{h_f} \frac{1}{R} \quad (\text{Eq.3-123})$$

Où Y'_s est le module de Young biaxial qui remplace le module de Young pour une structure plane :

$$Y'_s = \left(\frac{Y_s}{1 - \nu_s} \right) \quad (\text{Eq.3-124})$$

D'un autre côté, la contrainte dans le substrat est négligeable par rapport à celle du film. Cette relation est valable uniquement pour un système composé d'un film mince sur un substrat épais et nécessite la connaissance du rayon de courbure afin de remonter à l'état de contrainte. De plus, on tient compte seulement du module d'élasticité du substrat, considéré comme étant le matériau régissant la cinématique du système. On obtient alors la valeur de la contrainte globale dans le film sans en connaître les origines.

Pour évaluer cette contrainte dans le film, on mesure couramment la courbure d'un échantillon grâce à une technique de réflexion laser (**FIG.3-38**) qui consiste à balayer la surface de l'échantillon avec un rayon laser réfléchi sur un miroir rotatif puis sur la surface de l'échantillon vers un détecteur linéaire.

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

La position du rayon réfléchi sur le détecteur linéaire en fonction de l'angle du miroir permet de calculer le rayon de courbure de la plaque grâce à la relation suivante:

$$\frac{l}{R} = \frac{d\phi}{dx} \quad (\text{Eq.3-125})$$

Une fois R connu, on applique la formule de Stoney pour déterminer $\sigma_{r,f}$ [R.3.153].

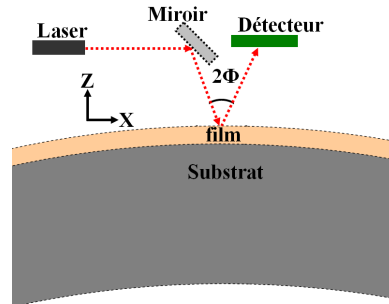


FIG.3-38: Principe de la mesure de rayon de courbure par réflexion laser

Dans notre cas, les contraintes résiduelles pour chaque couche des deux empilements sont mesurées en utilisant la méthode de réflexion laser. Elles sont rappelées ainsi que les autres propriétés thermomécaniques des couches dans le **Tableau.3-9** pour SMR1 et dans le **Tableau.3-10** pour SMR2 où α est le coefficient de la dilatation thermique, σ_{int} la contrainte résiduelle, d l'épaisseur de la couche, ρ la masse volumique, ν le coefficient de Poisson et Y le module de Young.

Nom	Epaisseur (μm)	Young(GPa)	Poisson	$\alpha_i(10^{-6}/^{\circ}\text{C})$	$\sigma_{int}(\text{MPa})$
Silicium	725	164,4	0,25	2,5	0
SiO2_thermique	0,1	76,6	0,22	0,5	-300
SiN_1	1,16	225	0,3	4	-150
SiOC_1	0,28	9,9	0,2	20	50
SiN_2	1,16	225	0,3	4	-150
SiOC_2	0,28	9,9	0,2	15	50
Mo_inf	0,28	437,8	0,31	5	-100
AlN	1,7	370,4	0,22	4	-100
Mo_top	0,28	437,8	0,31	5	-100
SiO2_Load	0,15	76,6	0,22	0,5	-150
SiN_passiv	0,2	229,2	0,3	3	-100

Tableau.3-9: Propriétés thermomécaniques de l'empilement BAW SMR sur un miroir SiN/SiOC

Nom	Epaisseur (μm)	Young(GPa)	Poisson	$\alpha_i(10^{-6}/^{\circ}\text{C})$	$\sigma_{int}(\text{MPa})$
Silicium	725	164,4	0,25	2,5	0
SiO2_B	0,5	79,2	0,22	0,5	300
W_1	0,8	486,72	0,28	4	250
SiO2_1	0,5	79,2	0,22	20	300
W_2	0,5	486,72	0,28	4	250
SiO2_2	1	79,2	0,22	20	300
Mo_inf	0,25	437,8	0,31	5	-100
AlN	1	370,4	0,22	4	-100
Mo_top	0,25	437,8	0,31	5	-100
SiO2_Load	0,13	76,6	0,22	0,5	-150
SiN_passiv	0,4	229,2	0,3	3	-100

Tableau.3-10: Propriétés thermomécaniques de l'empilement BAW SMR sur un miroir W/SiO₂

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

La contrainte résiduelle peut être intrinsèque ou d'origine thermique :

$$\sigma_{\text{résiduelle}} = \sigma_{\text{intrinsèque}} + \sigma_{\text{thermique}} \quad (\text{Eq.3- 126})$$

Les contraintes intrinsèques apparaissent au cours du dépôt, lors de la croissance du film sur le substrat. Elles correspondent à une évolution des propriétés du film, notamment sa masse volumique, pendant le dépôt^[R.3.153]. Ces contraintes ne sont pas directement mesurables mais déductibles par différence entre la contrainte résiduelle mesurée et la contrainte thermique modélisée grâce à (Eq.3-126).

Les contraintes thermiques:

En général, le dépôt du film sur le substrat ou sur un autre film (dans le cas d'un multicouche) est réalisé à une température T_0 différente de l'ambiante. A la température de dépôt, le film et le substrat sont supposés à l'état initial sans contrainte. Ceci est vrai pour la plupart des matériaux, toutefois, il faut savoir que dans certains cas, comme le Si_3N_4 par exemple, même à T_0 , la couche est déjà contrainte.

Suite au refroidissement de l'empilement de la température du procédé de fabrication à la température ambiante, les coefficients de dilatation thermique différents des matériaux en présence entraînent des dilatations différentielles, qui entraînent l'apparition d'un champ de contrainte dans l'empilement. Ce champ dépend de la différence de température ($T-T_0$), de l'écart entre les coefficients de dilatation thermique et des propriétés mécaniques des couches en contact. Dans le cas simple d'un film mince sur un substrat, les hypothèses et modèles classiques conduisent à une contrainte plane ($\sigma_z=0$) loin des bords du film, et la contrainte dans le plan du film ramené à la température T s'exprime par l'expression suivante :

$$\sigma_f = Y_f'(\alpha_s - \alpha_f)(T - T_0) \quad (\text{Eq.3- 127})$$

où α_f et α_s sont les coefficients de dilatation du film et du substrat, supposés indépendants de la température, et Y_f' est le module de Young biaxial du film.

Cependant, les différences de coefficients de dilatation thermique entre les matériaux consécutifs des couches de l'empilement ne sont pas les seules sources de contraintes dans la structure. Les distorsions de la structure cristalline lors de l'épitaxie ou de l'implantation constituent aussi une source de contraintes. Torabi *et al.* montrent, par exemple, que pour certains matériaux et certaines épaisseurs de couche, le désaccord de maille exerce une influence plus importante que la différence de CTE (Coefficient of Thermal Expansion) sur la courbure du système^[R.3.204]. La contrainte induite par le désaccord de maille peut s'écrire :

$$\sigma_{\text{Maille}} = \left(\frac{a_s - a_f}{a_s} \right) Y_f' \quad (\text{Eq.3- 128})$$

Avec a_s le paramètre de maille du substrat et a_f le paramètre de maille du film mince. Dans le cadre de notre étude, on ne fait pas la distinction entre les différents types de contrainte qui apparaissent suite

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

au refroidissement du film (intrinsèque, désaccord de maille, dilatation thermique) et on les réunit toutes sous le terme de contrainte thermique.

En plus des contraintes thermiques automatiquement générées dans l'empilement suite au refroidissement de la structure par rapport à la température de dépôt, chaque variation de température ΔT ultérieure au cours de la vie du composant donne naissance à un nouveau terme de contrainte qui s'ajoute à la contrainte résiduelle. D'où la contrainte totale dans l'empilement σ_{totale} , qui peut s'écrire :

$$\sigma_{totale} = \sigma_{résiduelle} + \sigma_{\Delta T} \quad (\text{Eq.3- 129})$$

Une contrainte thermique dans un empilement BAW peut apparaître lors d'un test de fiabilité de type cyclage thermique ou stockage thermique comme décrit précédemment. Elle peut être également générée lorsque le dispositif BAW est soumis à une forte densité de puissance RF dans sa bande d'absorption: en effet, un phénomène d'auto-échauffement se produit alors dans la partie active. En conséquence, la chaleur diffuse par conduction (principalement) vers les autres couches qui voient leurs températures augmenter.

De ce fait, deux cas semblent intéressants à modéliser pour l'étude de la fiabilité du SMR d'un point de vue thermomécanique:

- le premier cas est celui d'un multicouche dont la température varie d'une valeur initiale T_0 à une valeur finale T_f tout en restant uniforme le long de la structure (c'est le cas par exemple, d'un test de type « cyclage thermique »)
- le deuxième cas est celui d'un multicouche dont la température varie en fonction de z (comme dans le cas d'un SMR qui chauffe sous puissance RF).

L'objectif consiste donc à établir un modèle analytique assez simple qui permet d'évaluer la distribution de la contrainte générée dans un empilement BAW à n couches, sans hypothèse sur le nombre de couches, en fonction du gradient thermique appliqué et de la technologie utilisée.

Le modèle doit permettre de comparer les différentes technologies BAW telles que les deux empilements testés en fiabilité (SMR1 ou SMR2) d'un point de vue mécanique. Pour s'approcher au plus près du cas réel, le modèle doit tenir compte de la contrainte résiduelle de chaque couche. Avant de présenter notre modèle, il est important de présenter ceux utilisés dans la littérature qui nous ont aidés à développer le nôtre.

Il faut savoir que dans le cas d'un empilement de couches minces, l'hypothèse de contraintes planes n'est pas une donnée a priori et dans nos calculs, on considère, même loin des bords de la structure, la contrainte normale et la contrainte de cisaillement.

Au voisinage des bords, les calculs de ces deux contraintes sont beaucoup plus complexes, elles sont détaillées plus tard dans ce rapport.

VI.3.1. Modélisation de champ de contrainte thermomécanique en littérature:

Malgré les nombreux travaux publiés, l'élasticité des couches de faibles dimensions demeure encore méconnue [R.3.205]. Ceci tient entre autre à la difficulté de l'approche expérimentale et théorique. Il suffit de citer dans ce contexte le grand nombre d'expériences effectuées dans les années 90, qui ont mis en évidence des anomalies élastiques dans des systèmes multicouches de faible épaisseur telles que le supermodule et la déviation à la loi de Poisson [R.3.220]. Cependant, face à l'ambiguïté et au manque de connaissances dans ce domaine, nous ne tiendrons pas compte de ces éventuelles déviations de comportement.

Notre objectif est d'estimer la répartition de la contrainte dans l'empilement pour pouvoir identifier les interfaces critiques : ce paramètre reste une information importante quand il s'agit d'étudier la fiabilité de la structure d'un point de vue thermomécanique.

L'importance de la stabilité thermomécanique des dispositifs pour la microélectronique et des microsystèmes (MEMS) à base de couches minces, ainsi que leurs nombreuses applications dans les micro et les nanotechnologies, a suscité depuis environ un siècle, une abondante littérature. L'histoire des travaux destinés à calculer la contrainte thermoélastique d'une structure multicouche commence avec le modèle de Stoney [R.3.154]. Elle se poursuit par le travail pionnier de Timoshenko, qui a l'idée d'appliquer la théorie des poutres à l'étude de la contrainte thermique dans le cas d'un empilement bicouche (étude du thermostat bilame) [R.3.155]. Dans cette première étude, Timoshenko adresse uniquement les thèmes de la flexion et de la contrainte dans la direction de la longueur de la poutre. Toutefois, dans le cas général d'un empilement bicouche, deux autres types de contraintes se développent dans une interface (vers les bords), qui peuvent conduire à la fissuration de la structure ou à un délaminage interfacial: la contrainte normale à l'interface appelée aussi la contrainte de pelage et la contrainte de cisaillement parallèle à l'interface entre les deux couches en contact [R.3.156]. Ce raisonnement peut être généralisé dans le cas d'un multicouche sur un substrat : la contrainte normale et la contrainte de cisaillement peuvent fournir une force motrice du délaminage à partir du bord libre d'une structure multicouche [R.3.139,R.3.184,R.3.186-R.3.188].

En continuant à survoler la littérature concernée, plusieurs modèles analytiques ont été développés à ce jour pour prédire la contrainte au sein d'une couche, mais surtout à l'interface avec une autre couche de propriétés différentes. Les modèles traitent le cas d'un empilement bicouche, ainsi que celui d'un multicouche, et les calculs se font pour la contrainte loin du bord libre de la structure étudiée (qui représente le cas relativement simple) mais également à proximité du bord libre (où la contrainte est supposée être beaucoup plus complexe). Dans ce contexte, Suhir montre que les contraintes interfaciales (normales et de cisaillement) sont confinées dans la région proche du bord libre de la structure dans le cas d'un empilement bicouche [R.3.157] et Hess montre qu'elles atteignent leurs maximum au bord libre de l'interface [R.3.158].

Au-delà de la théorie des poutres utilisée par Timoshenko, une deuxième approche est souvent utilisée pour l'analyse du champ de contrainte dans des structures multicouches en général, et de la contrainte thermique en particulier, qui se fonde sur la théorie de l'élasticité ^[R.3.179].

Tous les modèles analytiques de la littérature, en fonction du cas étudié et des objectifs à atteindre, font appel à l'une de ces deux approches évoquées ci-dessus pour résoudre le problème analytiquement. Chacune de ces deux méthodes a ses avantages et ses inconvénients et peut être plus ou moins adaptée que l'autre pour un cas défini.

La théorie de l'élasticité, utilisée dans de nombreux travaux ^[R.3.164,R.3.177,R.3.189-R.3.191], se fonde sur une approche très rigoureuse, bien établie, très générale, et des hypothèses qui sont largement utilisées et des équations issues de la théorie mathématique de l'élasticité ^[R.3.196]. Par conséquent, cette approche est devenue un outil indispensable et très utile quand il s'agit d'obtenir la solution la plus précise possible au calcul des contraintes dans un milieu continu. Toutefois, lorsque cette approche est utilisée, il n'est pas toujours possible d'obtenir une solution exacte aux problèmes pratiques, et, souvent, on a recours à l'approche numérique pour résoudre certaines équations complexes.

La théorie des poutres comme l'a suggérée Timoshenko a été utilisée par la suite dans de nombreux travaux ^[R.3.161,R.3.176,R.3.178,R.3.192-R.3.195]. Elle est aussi appelée « l'approche ingénieur », car elle s'affranchit des difficultés de résolution analytiques en utilisant des hypothèses simplificatrices justifiées dans certains cas, pour obtenir des solutions valables loin des extrémités et des endroits où on applique les forces et contraintes. De cette façon, elle réussit à fournir plusieurs modèles analytiques pour des cas fréquemment rencontrés lors de la conception des systèmes multicouches dans différents domaines de la microélectronique tels que l'encapsulation des MEMS par exemple. De par sa simplicité relative, cette approche est préférée pour les applications industrielles. Cependant, quelques approximations dans certains cas sont loin d'être légitimes, comme l'ont montré Eischen *et al.* ^[R.3.197], et les résultats obtenus sont erronés voire même contradictoires avec les fondements des lois de la distribution de contraintes dans une structure.

Après ce survol rapide de la littérature concernant l'étude thermomécanique d'un multicouche qui nous a servi comme point de départ à notre modèle, on présente dans la partie suivante le modèle développé, avec l'aide de François De Crécy du LETI, pour étudier un SMR soumis à une variation de température uniforme ou non. Les modèles présentés en littérature se placent généralement dans le premier cas (température uniforme).

VI.3.2. Modèle proposé pour le champ de contrainte thermomécanique loin des bords dans un SMR:

Au sein du manuscrit, on présente uniquement les hypothèses principales du modèle ainsi que la méthode de calcul qui se fondent sur des possibilités de simplification applicables dans le cas de la structure du SMR. Les calculs détaillés sont donnés en annexe pour chacun des cas qui nous intéressent.

VI.3.2.1. Hypothèses de calcul:

Le modèle proposé permet de calculer les contraintes plane, normale et de cisaillement loin de la périphérie de la plaque: tout effet de bord est négligé dans cette première partie et les efforts imposés sur les bords de la plaque sont supposés nuls. Compte tenu de ces hypothèses préliminaires, les calculs peuvent prendre l'hypothèse d'une symétrie cylindrique (**FIG.3-39**). En conséquence, il est plus judicieux de choisir une représentation en coordonnées axisymétriques (r , θ et z). Chaque interface entre couches est supposée à z constant (hors déformation) et le gradient de température ou de contrainte intrinsèque est suivant z . De même, tous les matériaux de l'empilement sont supposés homogènes et isotropes et leurs propriétés physiques (le module d'Young Y , le coefficient de Poisson ν et le coefficient de dilatation thermique α) sont constants au sein de chaque couche. L'analyse est faite en régime d'élasticité linéaire pour une couche mince [\[R.3.201-R.3.203\]](#), ce qui suppose une relation linéaire entre la contrainte et la déformation. De même, on suppose qu'il n'y a pas de glissement aux interfaces et que les contraintes normales et tangentielles s'y conservent. Puisque le rayon de courbure est très grand devant la somme des épaisseurs des couches, la courbure peut être considérée comme uniforme pour le multicouche.

Le substrat (qui est le Silicium dans notre cas) est supposé sans contrainte à l'instant initial t_0 (avant dépôt).

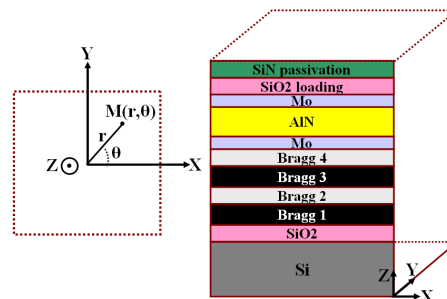


FIG.3-39: Système de coordonnées et structure générique à étudier

Pour simplifier les calculs, on considère un dépôt pleine plaque pour toutes les couches (**FIG.3-40**). Ceci est vrai pour les SMR1 car le Bragg est constitué de couches diélectriques qui ne posent pas de problème de couplage non désiré entre les différents résonateurs (**FIG.3-41 (a)**).

Dans le cas du SMR2, étant donné que le tungstène est conducteur électrique, et pour éviter tout couplage parasite, il faut graver les couches de Bragg en tungstène (**FIG.3-41 (b)**). Dans ce cas, des lobes de contrainte importants peuvent se développer aux niveaux des discontinuités physiques et peuvent éventuellement causer des défaillances mécaniques de l'empilement. La modélisation d'un tel cas est beaucoup plus complexe et nécessite des données expérimentales non disponibles dans le cadre de l'étude actuelle. De plus, aucune défaillance n'a été observée de pour le SMR2 donc les lobes de contraintes ne sont pas à l'origine des défaillances observées. De ce fait, on choisit de comparer les différentes technologies dans la même configuration de dépôt (dépôt pleine plaque), ce qui permet au

moins de comparer les contraintes qui nous intéressent en premier lieu dans cette partie: les contraintes interfaciales loin des bords.

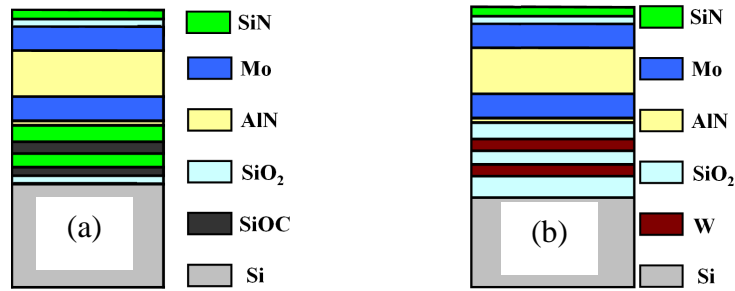


FIG.3-40: Structure simplifiée du (a) SMR1 (b) SMR2 pour le calcul des contraintes loin du bords et pour le calcul de la force de cisaillement

La mécanique des milieux continus est le meilleur outil théorique à utiliser pour décrire et déterminer l'intégrité mécanique des structures BAW SMR. Il semble nécessaire avant tout calcul de rappeler dans un premier temps quelques notions générales qui vont servir pour cette étude mécanique et donner les grandes lignes des calculs. D'autres notions plus spécifiques seront introduites à fur et à mesure en fonction du besoin, pour la compréhension du modèle développé.

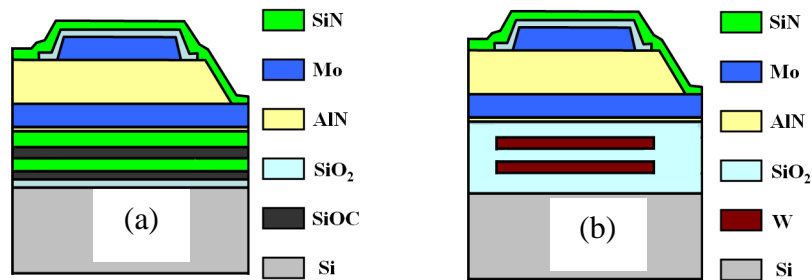


FIG.3-41: Représentation schématique réelle (a) de l'empilement SMR1 et (b) de l'empilement SMR2

VI.3.2.2. Principes de calcul:

Le cas étudié est un problème de calcul de structure qui consiste à déterminer l'état d'équilibre d'une structure soumise à des déformations imposées sous l'effet de la température ^[R.3.203]. Pour écrire l'équilibre d'un volume infinitésimal de la structure, il faut supposer que des forces intérieures s'exercent sur tout élément de volume dans la structure et que l'ensemble de ces forces intérieures ou de volume génère l'état de contrainte de la structure ^[R.3.203] conformément à la relation suivante qui relie le tenseur de contrainte au vecteur de force intérieures ou de volume:

$$\text{div}([\sigma]) = \sum \vec{F}_{int} \quad (\text{Eq.3-130})$$

Dans l'hypothèse de l'élasticité linéaire, les composantes du tenseur de contrainte sont des fonctions linéaires des composantes du tenseur de déformation (la loi de Hooke). Tout point M de la structure est défini par ses coordonnées (r, θ, z) et ses composantes de déplacement u, v et w suivant r, θ et z respectivement.

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

En utilisant une hypothèse d'axisymétrie, le déplacement suivant l'azimut θ (dit azimutal) est nul donc $v=0$. Par ailleurs, les déplacements u suivant r et w suivant z ne dépendent pas de l'azimut θ pour des raisons d'axisymétrie donc $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$.

Les solutions pour les champs de déplacement u et w sont cherchées sous forme polynomiale:

$$u = \sum_{i=0}^4 \sum_{j=0}^2 u_{ij} r^i z^j \quad (\text{Eq.3-131})$$

$$w = \sum_{i=0}^4 \sum_{j=0}^2 w_{ij} r^i z^j \quad (\text{Eq.3-132})$$

où les u_{ij} et w_{ij} sont des constantes à déterminer à partir des considérations mécaniques telles les équations d'équilibre de la structure. Ces solutions polynomiales sont valables uniquement loin des bords, ainsi qu'on le suppose au début de l'étude.

Soient ε_r , ε_θ , ε_z et ε_{rz} les composantes non nuls du tenseur de déformations totales (y compris le terme mécanique et le terme de dilatation thermique) qui se déduisent des composantes des déplacements par les formules suivantes:

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} \quad (\text{Eq.3-133})$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{u}{r} \quad (\text{Eq.3-134})$$

$$\varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z} \quad (\text{Eq.3-135})$$

$$\varepsilon_{rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) \quad (\text{Eq.3-136})$$

Les composantes du tenseur de contraintes non nulles, dans ce cas, sont ^[R.3.202] :

$$\sigma_r = \lambda \Theta + 2\mu \varepsilon_r \quad (\text{Eq.3-137})$$

$$\sigma_\theta = \lambda \Theta + 2\mu \varepsilon_\theta \quad (\text{Eq.3-138})$$

$$\sigma_z = \lambda \Theta + 2\mu \varepsilon_z \quad (\text{Eq.3-139})$$

$$\sigma_{rz} = 2\mu \varepsilon_{rz} \quad (\text{Eq.3-140})$$

avec λ et μ les coefficients de Lamé et Θ la dilatation cubique définis comme suit :

$$\lambda = \frac{Y\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (\text{Eq.3-141})$$

$$\mu = \frac{Y}{2(1+\nu)} \quad (\text{Eq.3-142})$$

$$\Theta = \varepsilon_r + \varepsilon_\theta + \varepsilon_z$$

(Eq.3-143)

Pour la suite des calculs, ils sont détaillés dans l'Annexe 3-1.

Dans la partie suivante, on s'intéresse à l'étude des contraintes au voisinage du bord de la structure.

VI.4. Etude des contraintes au voisinage des bords de la structure dans un empilement SMR :

Après avoir étudié les contraintes loin des bords de la structure dans la partie précédente, on s'intéresse dans cette partie à l'étude de la contrainte de pelage (normale à l'interface) et la contrainte de cisaillement au bord de la structure. Ces deux contraintes dépendent de la contrainte plane au sein de la couche et existent localement sur les bords d'un empilement multicouche en raison de la différence entre les coefficients de dilatation thermiques entre couches voisines et des effets de bord principalement [R.3.139] [R.3.213].

Comme cela a été démontré dans le modèle précédent (pour un cas axisymétrique), loin des bords, ces deux contraintes tendent rapidement vers zéro (FIG.3-42). Cependant, leur présence exerce un effet important sur la fiabilité de l'empilement et peut entraîner des délaminages de types I et II (FIG.3-37) ou une combinaison des deux types [R.3.208].

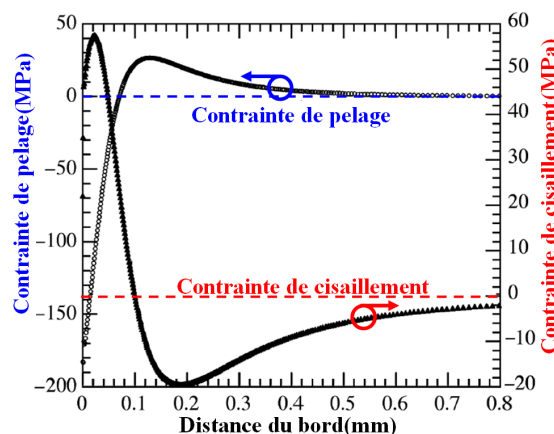


FIG.3-42: Exemple de calcul de la contrainte normale de pelage et de la contrainte de cisaillement par éléments finis ABAQUS, ces deux contraintes atteignent leur maximum(en valeur absolue) au bord de la structure tandis que loin du bord elles tendent rapidement vers zéro [R.3.208]

De par leur importance pour l'étude de fiabilité des composants microélectroniques, un effort considérable a été consacré à l'analyse de la contrainte de pelage et à celle de la contrainte de cisaillement interfaciale pour des systèmes bicouches ou multicouches. Les méthodes existantes en littérature peuvent être classées en quatre approches: l'une est basée sur la théorie des poutres modifiée en imposant des conditions limites appropriées sur les bords libres de la structure [R.3.160,R.3.163]. La deuxième est fondée sur la théorie d'élasticité généralisée en introduisant des fonctions de contrainte [R.3.164,R.3.213]. La troisième repose sur la théorie des matériaux composites stratifiés (The laminate theory) en considérant des fonctions exponentielles pour les contraintes sur le bord

libre^[R.3.214-R.3.216] et la dernière méthode est l'analyse par éléments finis (FEA)^[R.3.217-R.3.219]. Suite à une comparaison rapide de ces différentes approches, la première approche conduit à des équations différentielles d'ordre élevé dont les solutions souffrent de problèmes de précision du fait des approximations utilisées dans les analyses. La deuxième et la troisième approche nécessitent des procédures numériques lourdes pour calculer les contraintes aux bords. La quatrième approche, la FEA, est une méthode d'étude au « cas par cas » et les calculs doivent être effectués pour chaque changement des propriétés des matériaux et dimensions. Aussi, lors de l'utilisation de la méthode d'analyse par éléments finis, des problèmes de singularité de la contrainte aux bords libres de la structure sont souvent rencontrés, il faut de surcroît procéder à une optimisation du maillage afin de minimiser l'erreur numérique. Pour plus de détails quant à ces différentes approches, le lecteur peut se référer aux articles cités précédemment. D'autres références donnent des éléments de comparaison entre ces approches dont on peut citer par exemple ^[R.3.197] et ^[R.3.216].

Après avoir introduit globalement les approches utilisées en littérature pour l'étude thermomécanique de la structure, nous résumons les principales évolutions et les principaux résultats sur le sujet afin de pouvoir les comparer et choisir le modèle le mieux adapté à notre problème. Plusieurs auteurs ont essayé d'adapter les travaux de Timoshenko pour examiner la contrainte de cisaillement et la contrainte normale dans une interface d'un empilement bicouche. Ces analyses étaient soit des approximations^[R.3.159-R.3.163] soit des solutions incomplètes^[R.3.164-R.3.166]. D'autres ont étendu les travaux de Timochenko dans le cas d'un empilement bicouche pour étudier le cas du multicouche^[R.3.167-R.3.168]. Ces travaux ont conduit à des solutions intéressantes, mais ont seulement abordé la flexion et la contrainte dans le plan des couches sans étudier la contrainte normale.

D'autres études ont été accompagnées de simulations par éléments finis lors de l'analyse des contrainte de cisaillement et normale (interfaciale) pour un multicouche subissant une variation de température afin de montrer la validité des modèles analytiques^[R.3.169-R.3.173]. De leur côté, Chen et Nelson utilisent les équations d'équilibre de force pour calculer les contraintes thermiques des joints collés^[R.3.160]. En introduisant une interface à compliance simplifiée, Suhir^[R.3.161,R.3.175,R.3.176] d'une part et Pao et Eisele de l'autre part^[R.3.169] sont capables de prédire les contraintes thermiques dans des structures multicouches. Leur méthode présente l'avantage de fournir un outil facile à utiliser pour l'estimation de la contrainte dans les couches, ainsi qu'au niveau de l'interface. Toutefois, cette méthode a l'inconvénient de « violer » la condition d'équilibre global de la structure d'une part et d'autre part, la condition d'équilibre de la contrainte dans la direction normale à la couche n'était pas satisfaite, à moins qu'on introduise une force au bord libre de la structure. De son côté, Yin^[R.3.177] développe une méthode numérique pour résoudre ce problème en se basant sur le principe variationnel tandis que Jiang *et al.*^[R.3.162] mettent au point une théorie d'auto-équilibre pour surmonter ce même inconvénient.

Mirman et Knecht calculent les contraintes thermiques en supposant la contrainte de liaison « the bond stress » proportionnelle à la différence des déplacements correspondant aux couches collées. Ils

fournissent des expressions analytiques simples pour la contrainte de cisaillement interfaciale, ainsi que pour la contrainte normale, et montrent que les expressions sont en très bon accord avec l'analyse par éléments finis ^[R.3.178].

En se fondant sur la théorie d'élasticité, Lau ^[R.3.181] utilise l'analyse par éléments finis pour modéliser les structures multicouches. Suhir propose un modèle analytique en utilisant les fonctions de Bessel pour résoudre ce problème dans le cas axisymétrique ^[R.3.181]. Kuo ^[R.3.182] et Lee et Jasiuk ^[R.3.183] explorent le comportement asymptotique de la contrainte près de l'extrémité des interfaces dans les structures multicouches. Toutefois, cette approche ne fournit pas des expressions analytiques des contraintes simples ni faciles à utiliser. De plus, Jiang *et al.* montrent que cette analyse asymptotique fournit généralement très peu d'information utile pour le cas pratique, étant donné qu'elle ne peut donner ni le maximum ni la distribution de la contrainte, et son domaine de validité est généralement extrêmement faible ^[R.3.162]. Toujours à la recherche d'une solution plus simple mais en bon accord avec les observations expérimentales, Jiang *et al.* ^[R.3.162] obtiennent une expression analytique simple et exacte pour la contrainte interfaciale de cisaillement et normale, due à la différence de coefficients de dilatation thermique, en supposant que toutes les couches dans l'empilement ont la même longueur. Cette hypothèse, toutefois, limite l'applicabilité de leur modèle car les couches dans un empilement ont rarement les mêmes longueurs. Heinrich *et al.* ^[R.3.185] font la même analyse sans aucune hypothèse sur les longueurs des différentes couches, mais dans le cas d'un problème axisymétrique. Quelques années plus tard, un modèle plus général est présenté par Wang *et al.* pour une structure multicouche en considérant des longueurs de couches variables et sans se placer dans un cas de figure axisymétrique ^[R.3.156].

Cette étude bibliographique montre que les modèles existant restent très théoriques et nécessitent une analyse expérimentale pour pouvoir les valider. Dans ce contexte, Mirman mène une étude expérimentale de la contrainte thermique dans un empilement bicouche et conclut que la contrainte normale à l'interface est plus critique que la contrainte de cisaillement par rapport à la tenue thermomécanique de l'interface, et qu'elle est en général à l'origine du décollement interfacial ^[R.3.184].

Toutefois, et malgré les nombreux travaux qui sont publiés dans le sujet, en raison de la complexité du problème, une expression analytique exacte pour ces contraintes reste très difficile à obtenir voire impossible, même pour des cas relativement simples comme celui d'un empilement bicouche par exemple. Ainsi, au lieu de chercher à déterminer une expression analytique de la contrainte, des travaux publiés récemment se sont orientés vers le calcul du moment de pelage et la force de cisaillement au bord de la structure. En effet, ces deux grandeurs peuvent renseigner sur l'intensité de contrainte au bord de la structure ainsi que son impact sur la fiabilité du système considéré, en réduisant considérablement la difficulté du problème analytique (dans ce cas, on n'est pas obligé de disposer de l'expression analytique exacte des deux contraintes). Etant donnée la complexité du sujet, on se restreint à l'application de l'un des modèles qui existent dans la littérature mais en choisissant

soigneusement celui le mieux approprié à notre cas, et en vérifiant la précision des solutions obtenues par comparaison aux résultats des analyses par éléments finis.

Parmi les nombreux modèles qui sont proposés pour l'étude des contraintes thermoélastiques, deux travaux retiennent particulièrement notre attention:

- Les travaux de Moore [\[R.3.173,R.3.187\]](#)
- Les travaux de Hsueh [\[R.3.168, R.3.186, R.3.208\]](#)

Ces deux modèles ainsi que d'autres modèles qui existent en littérature ont été programmés et comparés aux résultats obtenus par la méthode de simulation par éléments finis [\[R.3.209\]](#). A l'issue de cette comparaison, il s'avère que le modèle de Moore pour le calcul du moment de pelage donne les résultats les plus proches des simulations par éléments finis, en conséquence ce modèle sera retenu pour l'étude du SMR. Néanmoins, ce modèle ne suffit pas à étudier toutes les contraintes qui nous intéressent. Pour cette raison, on se trouve dans l'obligation d'introduire le deuxième modèle qui est celui de Hsueh pour étudier la contrainte de cisaillement. Les résultats publiés montrent aussi une excellente concordance avec les simulations par éléments finis [\[R.3.208\]](#).

Pour ne pas alourdir le manuscrit, on rappelle simplement le principe de ces deux modèles. Plus d'éléments concernant le modèle ainsi que le développement des équations qui sont utilisées pour notre étude sont joints en annexe pour les deux modèles. En se servant du modèle de Timoshenko comme point d'appui, ces deux modèles proposent une solution exacte du moment de pelage au bord de la structure. Le modèle de Hsueh propose de calculer une déformation uniforme dans l'ensemble du système, à laquelle vient s'ajouter une déformation de flexion, fonction de la position par rapport à l'axe de flexion de la structure.

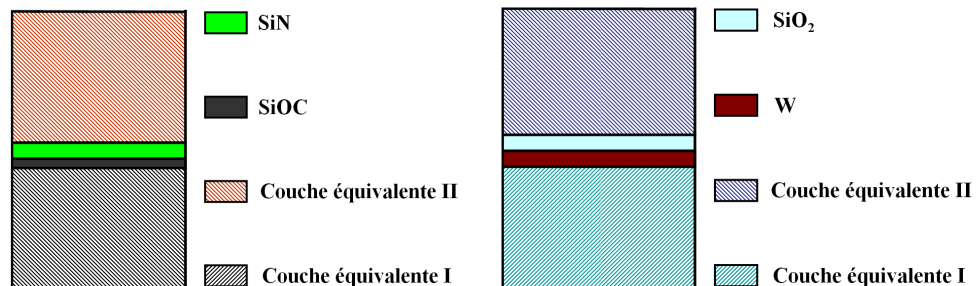


FIG.3-43: Structures équivalentes du (a) SMR1 (b) SMR2 pour le calcul du moment de pelage au bord de la structure, les couche de Bragg conservées sont les couches supérieures (juste en dessous du Mo-inf)

Quant au modèle de Moore, basé sur le modèle de Timoshenko lui aussi, il permet de tenir compte de la courbure initiale à température ambiante avant le dépôt suivant. Pour ce faire, il propose d'ajouter un moment de flexion additionnel pour remettre l'empilement dans le plan à la température ambiante avant d'y ajouter une couche. Avant chaque nouveau dépôt, des paramètres matériaux équivalents sont calculés pour l'empilement précédemment obtenu. Tout se passe donc comme si l'on était, en présence d'un substrat « équivalent » sur lequel on réalisait un dépôt. Un moment est alors appliqué à ce

substrat équivalent, à la température d'observation, afin d'assurer sa planéité. Cela permet donc de respecter les hypothèses d'application de l'équation de compatibilité des déformations aux interfaces. Ce moment introduit une contrainte supplémentaire. A l'origine, le but de ce modèle est de calculer les moments de pelage entre les couches d'un empilement. Le moment de pelage, résultat d'un couple de forces à l'interface, permet de caractériser la tendance au délaminage entre deux couches. Cependant, on peut aussi utiliser la détermination des forces aux interfaces pour remonter jusqu'à la contrainte dans chaque couche. Ce modèle ne fait pas d'hypothèse sur les épaisseurs de couches et considère des températures de dépôt différentes pour chaque couche. L'autre grand avantage de ce modèle par rapport aux précédents est le fait de calculer les propriétés des matériaux équivalentes du système entre chaque ajout de couche. Cela signifie qu'entre deux étapes, il est tout à fait possible d'introduire une contrainte supplémentaire issue d'une origine quelconque afin de ne pas prendre seulement en compte les effets thermoélastiques. Le modèle de Moore semble d'ores et déjà bien plus puissant et bien plus adaptable par rapport aux objectifs fixés. Toutefois, il convient de noter que la condition de la continuité de la déformation aux interfaces entre couches est imposée individuellement. En conséquence, à la fois le nombre de conditions de continuité qui doivent être remplies ainsi que le nombre d'inconnues à résoudre augmentent avec l'augmentation du nombre de couches dans le système ^[R.3.221]. Pour réduire le degré de difficulté lors du calcul du moment de pelage en utilisant le modèle de Moore, notre empilement du SMR (**FIG.3-40**) est réduit à un empilement équivalent de quatre couches (**FIG.3-43**) et le calcul des propriétés thermomécaniques équivalentes utilise les formules données en annexe. Les couches de Bragg montrées sur la **FIG.3-43** sont les deux couches les plus proches de la partie active. Pour le modèle de Hsueh, l'empilement du SMR montré sur la **FIG.3-40** est considéré, mais reste quand même dans une configuration simplifiée par rapport à la structure réelle (**FIG.3-41**). Dans la partie suivante, on expose les résultats obtenus en appliquant les modèles introduits précédemment dans le cas du SMR puis on les analyse pour en tirer des conclusions relatives à la tenue mécanique des structures étudiées.

VI.5. Application : étude de la contrainte thermomécanique dans un empilement SMR en fonction de la technologie du Bragg utilisée:

Comme application des modèles présentés précédemment (loin et au voisinage des bords de la structure), on se propose d'étudier le champ de contraintes présentes dans un empilement SMR simplifié dans le cadre de l'étude de la fiabilité des dispositifs BAW SMR. Ces contraintes sont calculées en fonction de la variation de la température et en tenant compte de la contrainte intrinsèque (à la fin du procédé de fabrication) pour se placer dans un cas proche des sollicitations subies par le dispositif lors d'un test de cyclage thermique. Après avoir déterminé le champ de contrainte plane, le moment de pelage et la force de cisaillement générés dans chaque couche de l'empilement en fonction de la variation de la température pour les deux types d'empilement (SMR1 et SMR2), les différentes grandeurs sont comparées pour les deux empilements. Conformément aux hypothèses des modèles, on

suppose que les couches sont planes, uniformes et homogènes. Leurs propriétés données dans les **Tableau.3-9** et **Tableau.3-10** sont supposées indépendantes de la température et de la contrainte.

Au-delà des différences entre les couches de Bragg, les empilements présentent d'autres différences y compris dans les zones d'empilements réputées similaires (épaisseurs, procédés de fabrication, contraintes résiduelles).

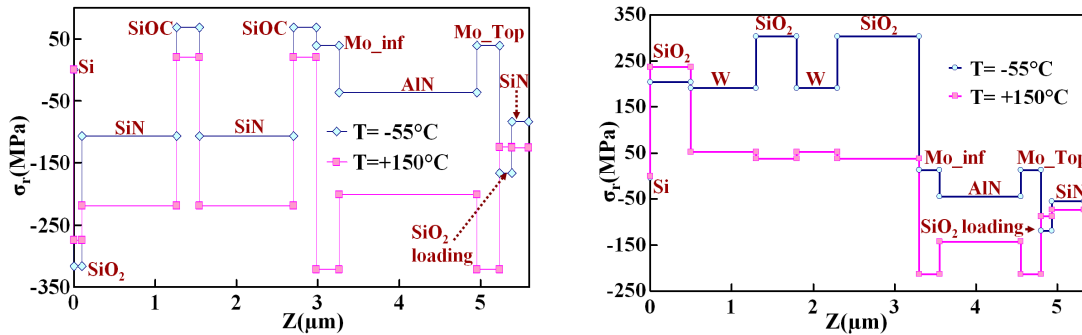


FIG.3-44: Variation de la contrainte plane dans un empilement (a) SMR1 et (b) SMR2 pour les deux températures de cyclage $T_{min} = -55^{\circ}\text{C}$ et $T_{Max} = 150^{\circ}\text{C}$

Les équations des modèles présentés ci-dessus sont intégrées dans des fiches de calcul Excel et les propriétés données dans **Tableau.3-9** et **Tableau.3-10** y sont introduites. Les résultats obtenus pour la contrainte plane (notre modèle), le moment de pelage (modèle de Moore) et la force de cisaillement (le modèle de Hsueh) pour les deux empilements sont représentés sur les figures **FIG.3-44**, **FIG.3-45** et **FIG.3-46** respectivement.

Compte tenu des faibles épaisseurs des couches ($< 2\mu\text{m}$), la contrainte plane peut être considérée constante dans chaque couche. Cependant, en fonction de la contrainte résiduelle et des propriétés thermo-mécaniques des couches voisines, le saut de contrainte à une interface donnée peut être plus ou moins important. Il est possible de faire l'hypothèse que les délaminages sont plus probables entre les couches dont l'interface correspond aux sauts de contraintes (discontinuités) les plus élevés, plutôt qu'aux intensités (valeurs absolues) de contraintes les plus élevées. La

FIG.3-44 montre le niveau de contrainte dans l'empilement SMR2 est globalement supérieur à celui du SMR1. Ceci est dû à la forte contrainte résiduelle dans cet empilement à l'issue du procédé de fabrication (**Tableau.3-10**). Néanmoins, cet empilement présente des discontinuités de contrainte moins importantes comparées aux SMR1 (niveau de contrainte plus proche avec le même signe en général). En raisonnant sur les sauts de contraintes, l'interface la plus critique pour le SMR2 est l'interface $\text{SiO}_2/\text{Mo-inf}$. Dans l'empilement SMR1, l'interface SiN/SiOC présente la plus forte discontinuité de contrainte à une température constante, avec un changement de signe (la couche de SiN est en tension tandis que la couche de SiOC est en compression). Ceci peut provoquer la fragilisation de cette interface suite à des variations successives de la température, ce qui peut expliquer le fait qu'on observe un délaminage à cette interface. La deuxième interface critique est l'interface $\text{SiOC}/\text{Mo-inf}$. En faisant varier la température de -55°C à $+150^{\circ}\text{C}$, on observe une variation importante de la contrainte dans la couche de Mo-inf ($> 300\text{MPa}$) ce qui entraîne l'apparition d'un saut

important de contrainte pour les températures positives à l'interface SiOC/Mo-inf. Il est également important de remarquer le changement de signe de la contrainte dans la couche de Mo-inf. Tous ces éléments peuvent expliquer la rupture de l'interface observée lors du cyclage thermique, sous réserve que l'énergie d'adhérence soit suffisamment faible.

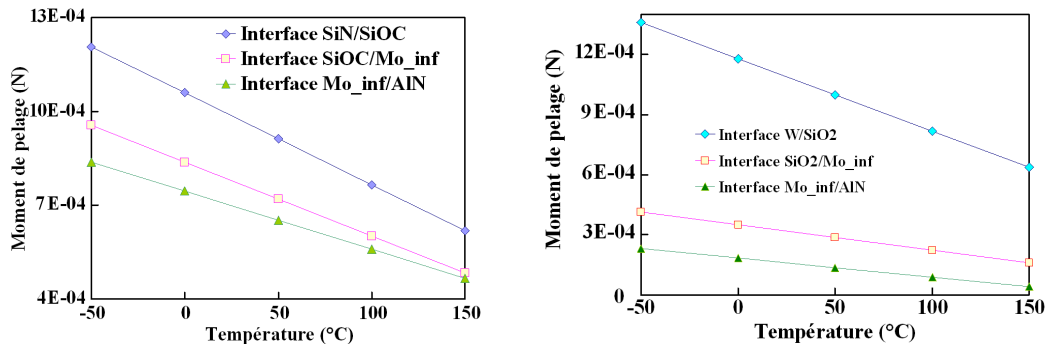


FIG.3-45: Moment de pelage en fonction de la température pour les interfaces Bragg3/Bragg4, Bragg4/Mo-inf et Mo-inf/AlN pour (a) SMR1 et (b) SMR2

Dans la suite, on s'intéresse au moment de pelage dans les deux structures vers les extrémités de l'interface entre deux couches. Le moment de pelage (responsable du délaminage suivant le mode le plus probable, à savoir le mode I) en fonction de la température d'analyse est représenté pour les deux technologies sur la **FIG.3-45**. Pour les plages de température étudiées, le moment de pelage est positif pour le SMR1 et le SMR2. Ceci se traduit par une tendance à promouvoir un délaminage. Dans le cas du SMR1, l'interface SiN/SiOC présente le moment de pelage le plus élevé, suivi par l'interface SiOC/Mo-inf et finalement l'interface Mo-inf/AlN. Les moments de pelage pour les trois interfaces restent proches, même si ce moment est moins important pour l'interface AlN/Mo-inf.

Ceci explique, en partie, les problèmes de délaminage observés dans les interfaces SiN/SiOC et SiOC/Mo-inf (qui est très probablement un délaminage de type I). Aussi, dans la mesure où les 3 moments restent comparables, on peut déduire que l'énergie d'adhérence entre la couche d'AlN et la couche de Mo est plus élevée que celles des autres couches.

Ceci est en grande partie dû aux critères de similarité de propriétés thermomécaniques et cristallographiques entre l'AlN et le Mo, qui sont imposés lors du choix du matériau pour les électrodes.

Dans le cas du SMR2, le moment de pelage de l'interface W/SiO₂ est relativement élevé comparé aux deux autres interfaces. Cette interface est la plus « risquée » de cet empilement. Son moment de pelage est proche de celui du SiN/SiOC, toutefois aucune défaillance n'a pu être observée lors des tests de cyclage thermique. Son énergie d'adhérence est donc plus élevée que celle de l'interface SiN/SiOC. Il est également possible que la gravure des couches de tungstène exerce un effet sur les contraintes sur les bords.

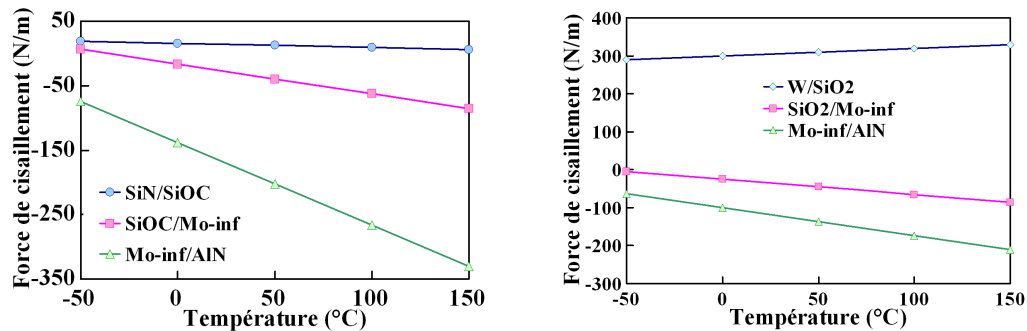


FIG.3-46: Force de cisaillement en fonction de la température pour les interfaces Bragg3/Bragg4 , Bragg4/Mo-inf et Mo-inf/AlN pour (a) SMR1 et (b) SMR2

Quant aux forces de cisaillement (définies par Hsueh comme des forces linéiques en N/m), la **FIG.3-46** montre les résultats de calculs de ce paramètre obtenus pour les interfaces étudiées précédemment. Le signe de la force de cisaillement indique uniquement sa direction, ce qui nous intéresse dans notre étude est son module. Pour le SMR1, les forces de cisaillement les plus importantes ne correspondent pas aux interfaces les plus critiques. Au contraire, pour les interfaces SiN/SiOC et SiN/Mo-inf, cette force est relativement faible. Ce résultat nous permet de déduire que les délaminages observés ne peuvent pas résulter de cette force. En conclusion, le délaminage observé dans le SMR1 est plus probablement un délaminage de type I qui résulte de la contrainte normale aux bords de la structure. Ceci correspond à la conclusion établie par Mirman ^[R.3.184] et à l'observation expérimentale dans la **FIG.3-20** qui montre une séparation des deux couches suivant l'axe z.

En conclusion, la défaillance observée pour la technologie SMR1 est due aux grandes différences entre les propriétés thermomécaniques du SiOC et de ses couches voisines (SiN et de Mo-inf). Cette différence résulte en une qualité d'interface moins bonne qui se traduit par une énergie d'adhérence plus faible comparée au deuxième choix technologique (SMR2) qui montre une meilleure tenue mécanique malgré les contraintes thermomécaniques comparables voir supérieures dans certains cas. Le délaminage observé dans le SMR1 est un délaminage de type I qui résulte principalement de la contrainte normale aux bords de la structure mais aussi à la fragilisation de l'interface du fait des sauts de contrainte aux interfaces.

Conclusion du chapitre :

Dans cette partie du mémoire, on s'est intéressée à l'étude de la variation et la dégradation du comportement du résonateur sous l'effet de différents types de sollicitations telles que un champ électrique intense, une forte contrainte mécanique, une puissance RF élevées, une variation importante de la température ambiante et des tests environnementaux. L'influence de ces sollicitations a été recherchée sur les paramètres-clefs du résonateur, à savoir la fréquence de résonance, la fréquence d'antirésonance et le coefficient de couplage. Les travaux expérimentaux, qui ont permis de mettre en évidence et de quantifier ces dérives, ont été suivis d'une partie de modélisation analytique afin de mieux analyser et comprendre les résultats obtenus. A part la dégradation observée lors des tests de

type « cyclage thermique » sur la technologie SMR1 utilisant un miroir SiN/SiOC, les composants testés ont montré une bonne stabilité et de très faibles dérives vis-à-vis des tests appliqués. On a également montré qu'il était possible d'exploiter avec profit l'effet d'un champ électrique sur la fréquence de résonance pour corriger d'éventuelles dérives en fréquence suite à une variation de température, ou encore à une évolution due au vieillissement temporel. L'étude sous puissance RF a permis de quantifier la dérive observée de la fréquence de résonance due à la puissance RF dissipée, et de démontrer que l'origine de cette dérive était principalement liée à l'auto-échauffement au sein du résonateur. L'origine des effets non-linéaires observés sous forte puissance RF dans les résonateurs a été discutée en traçant des perspectives pour limiter leurs inconvénients. Un nouveau modèle thermique du comportement des composants BAW sous puissance RF a été développé pour calculer la température maximale ainsi que du gradient thermique dans l'empilement d'un résonateur BAW en fonction de la puissance dissipée. Les résultats de ce nouveau modèle ont été comparés aux résultats de mesure par caméra IR, ainsi qu'aux résultats de la simulation par éléments finis. Des tests environnementaux ont enfin été appliqués à différents empilements SMR afin d'évaluer leur stabilité structurelle et mettre en évidence d'éventuelles défaillances. Ces tests ont permis de montrer l'instabilité de l'une des deux technologies étudiées, du fait des défaillances observées au niveau du réflecteur de Bragg et au niveau de l'interface entre la partie active et le réflecteur de Bragg. Ces défaillances sont dues à l'incompatibilité des propriétés mécaniques et thermiques du SiOC avec les couches voisines, qui a pour conséquence une faible énergie d'adhérence, et se traduit par une fragilisation des interfaces dans un test de type « cyclage thermique ». Dans le dernier chapitre du manuscrit, on s'intéresse à l'étude du filtre BAW.

Annexe 3-1 : Modèle macroscopique d'étude du couplage électromécanique

Lors de l'étude du comportement du couplage électromécanique k_t^2 d'un résonateur acoustique de type BAW SMR à base d'AlN sous tension continue V_{DC} , le formalisme de la piézoélectricité suivant a été choisi :

$$E = \beta^S D - h S \quad (Eq.3-144)$$

$$T = C^D S - h^T D \quad (Eq.3-145)$$

Le coefficient de couplage électromécanique k_t^2 pour une couche mince vibrant suivant le mode TE peut être défini en fonction des coefficients élastique, diélectrique et piézoélectrique du matériau de deux façons différentes:

$$k_t^2 = \frac{h_{33}^2 \epsilon_{33}^S}{C_{33}^D} \quad (Eq.3-146)$$

$$k_t^2 = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D \epsilon_{33}^S} \quad (Eq.3-147)$$

Il a été décidé au cours de l'étude présentée dans le manuscrit (cf. CHAPITRE-III, paragraphe I.4.2)

de considérer la première formule et de supposer que $\frac{dh_{33}}{dV_{DC}} = 0$.

L'objectif de cette partie est de justifier ce choix et de modéliser les quatre constantes intervenant dans ces deux équations en fonction de E, à savoir : c (qui représente dorénavant C_{33}^D), e, h et ϵ^S (les indices sont supprimés pour alléger la notation).

Le modèle de charge unidimensionnel [R.3.222] est brièvement présenté dans une première partie puis utilisé dans notre étude. On rappellera également les principales hypothèses et les résultats obtenus qui serviront comme élément de base pour expliquer la dépendance des constantes de l'AlN qui nous intéressent dans l'étude du couplage électromécanique sous V_{DC} .

I. Le modèle de charge unidimensionnel :

On considère les ions dans la direction perpendiculaire au plan des couches c'est-à-dire suivant l'axe Z (FIG.3-47).

Suivant cet axe (qui correspond aussi à l'axe cristallographique C), les ions sont répartis sur des rangées identiques. Si une contrainte ou un champ électrique est appliqué suivant cet axe, les ions s'approchent ou s'éloignent suivant la nature et la direction de la contrainte appliquée. Pour étudier le déplacement des ions en fonction du champ électrique ou de la contrainte mécanique appliqués, il suffit de considérer une seule rangée car toutes les autres rangées se comportent d'une façon similaire. Soient -q et +q les charges effectives des ions d'azote (N) et d'Aluminium (Al) supposés reliés entre eux par des ressorts de raideurs respectives K_1 et K_2 .

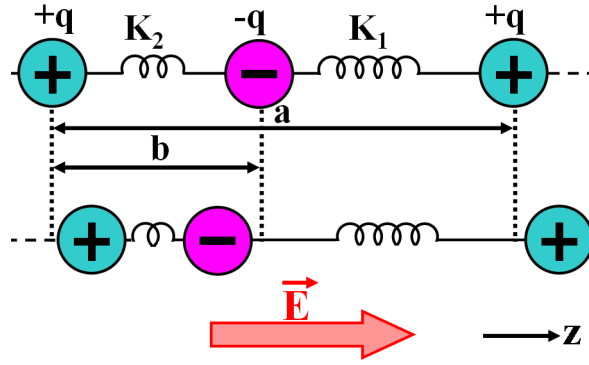


FIG.3-47: Modèle unidimensionnel d'un cristal piézoélectrique suivant l'axe z avant et après l'application du champ électrique ^[R.3.222]

Soit a la distance entre deux ions successifs d'Aluminium et b la distance entre l'ion d'Azote et l'ion d'Aluminium. La chaîne ainsi constituée se divise en mailles de longueur a comportant deux dipôles de moments dipolaires différents (a priori) :

$$p_1 = q(a - b) / 2 \quad (\text{Eq.3-148})$$

$$p_2 = -qb / 2 \quad (\text{Eq.3-149})$$

D'où le moment dipolaire d'une molécule, qui est égal à:

$$p_0 = q(a - 2b) / 2 \quad (\text{Eq.3-150})$$

Dans le cas où $a=2b$ et où les charges effectives sont identiques en valeur absolue, la polarisation est nulle si on n'applique pas de déformation au cristal, sinon le cristal est dit polaire (la polarisation n'est pas nulle, même en l'absence de toute déformation).

Soit n le nombre de molécules d'AlN par unité de volume, la polarisation totale est :

$$P_0 = nq (a - 2b) / 2 \quad (\text{Eq.3-151})$$

Sous l'action d'un champ électrique, la distance $(a-b)$ augmente et la distance b diminue. Comme $K_1 \neq K_2$, il en résulte une déformation (effet piézoélectrique inverse ou l'effet Lippman).

A partir des conditions d'équilibre de chaque ion, on peut obtenir la relation suivante :

$$-qE + K_1 \Delta(a - b) - K_2 \Delta b = 0 \quad (\text{Eq.3-152})$$

Il est possible de démontrer ^[R.3.222] que la contrainte mécanique T (qui est aussi la tension mécanique dans ce cas) s'écrit sous la forme suivante :

$$T = \frac{na}{2} [K_1 \Delta a + (K_2 - K_1) \Delta b] \quad (\text{Eq.3-153})$$

Où Δa et Δb sont les variations respectives de a et b suite à l'application du champ E .

D'après l' (Eq.3-151) la variation de a et de b entraîne une variation de la polarisation P_0 :

$$P = \Delta P_0 = nq(\Delta a - 2\Delta b) / 2 \quad (\text{Eq.3-154})$$

En utilisant l' (Eq.3-152), l' (Eq.3-153) donne :

$$T = \frac{na}{2} \left[\frac{2K_2K_1}{(K_2 + K_1)} \Delta a - \left(\frac{K_2 - K_1}{K_2 + K_1} \right) qE \right] \quad (Eq.3-155)$$

Or :

$$T = cS - eE \quad (Eq.3-156)$$

Avec S la déformation définie comme suit :

$$S = \Delta a / a \quad (Eq.3-157)$$

En identifiant les termes de (Eq.3-155) et (Eq.3-156) , on obtient les expressions de la constante élastique c et de la constante piézoélectrique e :

$$c = na^2 \left(\frac{K_2K_1}{K_2 + K_1} \right) \quad (Eq.3-158)$$

$$e = \frac{nq}{2} \left(\frac{K_2 - K_1}{K_2 + K_1} a \right) \quad (Eq.3-159)$$

Ainsi, on obtient les expressions macroscopiques des deux premières constantes qui nous intéressent. Il faut déterminer les deux autres constantes, à savoir h et ϵ^S puis étudier la dépendance avec le champ électrique de ces quatre constantes.

II. Modèle macroscopique de h et ϵ^S pour un matériau piézoélectrique:

La même méthode appliquée précédemment peut être utilisée pour obtenir les deux constantes qui manquent, en choisissant le système d'équations piézoélectriques utilisant les variables les mieux adaptées. Dans notre cas (les coefficients seront évidemment h et ϵ^S), ceci nous conduit à utiliser l'équation de piézoélectricité suivante :

$$E = \beta^S D + hS \quad (Eq.3-160)$$

$$\text{Avec } \beta^S = \frac{1}{\epsilon^S} \quad (Eq.3-161)$$

L'induction électrique D est définie par :

$$D = \epsilon_0 E + P \quad (Eq.3-162)$$

En utilisant les équations (Eq.3-157), (Eq.3-158) et (Eq.3-159) , on peut déduire la relation suivante :

$$E = \frac{1}{(\epsilon^S - \epsilon_0)} [P + h\epsilon^S S] \quad (Eq.3-163)$$

Il est nécessaire d'exprimer P en fonction de n, q, E, K_1 , K_2 et Δa .

En utilisant l'(Eq.3-152), l'(Eq.3-154) donne :

$$P = \frac{nq}{2} \left[\frac{2qE}{(K_2 + K_1)} + \left(\frac{K_2 - K_1}{K_2 + K_1} \right) \Delta a \right] \quad (Eq.3-164)$$

Cette expression est la somme de deux termes :

-La polarisabilité ionique du cristal qui est proportionnelle à E

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

-Le deuxième terme traduit l'effet piézoélectrique : il est proportionnel à la déformation $S=\Delta a/a$:

$$P = \chi_{ion} E + eS \quad (Eq.3-165)$$

On retrouve ainsi l'expression de la constante piézoélectrique e établie dans la première partie de ce travail dans le deuxième terme de P .

L' (Eq.3-164) peut s'écrire autrement pour donner l'expression de E en fonction de P et S :

$$E = \left(\frac{K_2 + K_1}{nq^2} \right) P - \left(\frac{K_2 - K_1}{2q} \right) S \quad (Eq.3-166)$$

En identifiant les termes des équations (Eq.3-163) et (Eq.3-166), on obtient les expressions suivantes de h et de ϵ^S :

$$\epsilon^S = \left(\frac{nq^2}{K_2 + K_1} \right) + \epsilon_0 \quad (Eq.3-167)$$

$$h = \left(\frac{K_1 - K_2}{K_2 + K_1} \right) \frac{nq}{2\epsilon^S} \quad (Eq.3-168)$$

Un cas intéressant à étudier et qui permet de simplifier les deux relations précédentes, est celui des matériaux dont la permittivité relative est très supérieure à 1 (comme l'AlN par exemple où $\epsilon_r \approx 10$).

Dans ce cas, les deux équations précédentes s'écrivent de la façon suivante :

$$\epsilon^S \approx \left(\frac{nq^2}{K_2 + K_1} \right) \quad (Eq.3-169)$$

$$h \approx \left(\frac{K_1 - K_2}{2q} \right) \quad (Eq.3-170)$$

Ainsi on obtient les quatre expressions qui nous intéressent en fonction des différents paramètres du modèle. Dans la suite, on étudie l'effet du champ électrique sur ces quatre paramètres. Il est important de préciser que l'hypothèse d'un matériau à haute permittivité relative n'impacte pas le résonnement, elle simplifie uniquement les équations.

III. Etude de la dépendance des constantes de l'AlN en champ électrique :

Il est clair que si K_1 et K_2 sont indépendants du champ électrique, les constantes diélectriques, piézoélectriques et élastiques du matériau seront aussi indépendantes du champ électrique, ce qui est vrai pour des champs électriques faibles (au 1^{er} ordre).

Si le champ électrique appliqué est important, il est donc nécessaire de prendre en considération la variation des deux raideurs en fonction du champ électrique, qui peuvent être écrites sous forme d'un développement limité autour d'une valeur à champ nul. Physiquement, cette dépendance peut se matérialiser sous la forme d'un effet électrostrictif négligé au 1^{er} ordre mais qui intervient sur les constantes du matériau au 2^{ème} ordre.

Ainsi, les raideurs K_1 et K_2 peuvent être considérées comme étant des fonctions linéaires du champ électrique :

$$K_1(E) = K_1(0) + \alpha_1 E \quad (\text{Eq.3-171})$$

$$K_2(E) = K_2(0) + \alpha_2 E \quad (\text{Eq.3-172})$$

Compte tenu de la nature de l'interaction en questions, α_1 et α_2 sont de même signe et de valeurs très proches. Si on considère les deux constantes piézoélectriques h et e :

D'après l'(**Eq.3-169**), h est proportionnelle à $(K_1 - K_2)$, donc sa variation, bien que non nulle, peut être considérée comme très faible du fait de la proximité des valeurs prises par α_1 et α_2 . De plus sa variation est négligeable devant la variation de e qui contient dans son expression, outre le terme $(K_1 - K_2)$ (qui varie très faiblement en fonction de E), un terme $(K_1 + K_2)$ qui, lui, varie effectivement en fonction du champ électrique ; ceci montre que sous l'effet d'un champ électrique, e varie beaucoup plus que h et donc le formalisme choisi pour l'étude sous champ électrique est le bon formalisme pour supposer que la variation de la constante piézoélectrique est négligeable en comparaison aux autres termes.

Si on considère maintenant ϵ^S , il apparaît que cette constante a aussi un terme de somme $(K_1 + K_2)$. Elle est donc susceptible de varier sous l'effet d'un champ électrique, c'est ce qu'on observe expérimentalement.

La constante élastique c est proportionnelle à $(K_1 K_2) / (K_1 + K_2)$. Le terme de somme entraîne une variation du terme au dénominateur sous l'effet du champ électrique alors que le terme de produit dans le numérateur varie aussi ce qui fait qu'il compense une partie de la variation du dénominateur, d'où c varie moins que ϵ^S .

Annexe 3-2: Modèle pour calculer la contrainte loin des bords dans un empilement SMR

L'étude est faite dans un premier temps pour une monocouche puis elle est étendue pour le cas d'un multicouche. On commence par le cas simple d'une structure soumise à une température uniforme pour réduire la complexité des calculs et introduire progressivement les notions nécessaires pour le modèle. Ensuite, un cas plus général est introduit : celui d'une structure soumise à un gradient de température.

I. Structure soumise à une température uniforme et une contrainte résiduelle:

Dans cette première partie, on propose d'étudier la dépendance en fonction de la température et en fonction des contraintes initiales du champ de contrainte et de déformation d'un disque multicouches, dans le cas où la température de l'empilement varie de $\Delta T = T_f - T_0$ tout en restant uniforme. Chaque couche de l'empilement peut avoir une contrainte résiduelle ($\sigma_{o,i}$ avec i l'indice de la couche) différente des autres couches, ce qui est le cas généralement.

On commence par étudier le cas d'une monocouche en cherchant une solution sous forme polynomiale des déplacements suivant r et z puis on généralise l'étude pour un multicouche sous température uniforme.

I.1. Structure monocouche:

On considère une couche homogène et isotrope d'épaisseur d et de contrainte résiduelle σ_o supposée isotrope et homogène dans toute la couche. Pour déterminer u et w en fonction de r et z , il faut déterminer les coefficients nuls (pour simplifier les polynômes) et exprimer les coefficients non nuls en fonctions des données du problème pour chaque développement en série.

L'axisymétrie impose que le déplacement u est nul en $r=0$ pour toute valeur de z . Ensuite, on écrit les conditions nécessaires d'équilibre de chaque élément de volume de la structure donnée par (Eq.3-130).

La somme des forces de volume et de surface dans un point du milieu s'écrit :

$$\vec{F} = F_r \vec{e}_r + F_\theta \vec{e}_\theta + F_z \vec{z} \quad (\text{Eq.3-173})$$

La symétrie cylindrique impose une force azimutale F_θ nulle. Les deux équations (suivant r et z) nécessaires à l'équilibre mécanique dans un repère cylindrique se réduisent à :

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{zr}}{\partial z} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = -F_r \quad (\text{Eq.3-174})$$

$$\frac{\partial \sigma_{zr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\sigma_{zr}}{r} = -F_z \quad (\text{Eq.3-175})$$

En écrivant que les forces de volumes F_r et F_z doivent être nulles quels que soient z et r (en négligeant la force de pesanteur), on obtient des conditions qui permettent de calculer un bon nombre

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

des coefficients u_{ij} et w_{ij} . Pour obtenir les expressions de F_r et F_z en fonction des u_{ij} et w_{ij} , il faut tout d'abord exprimer les contraintes σ_r , σ_θ , σ_z et σ_{rz} en fonction des u_{ij} et w_{ij} . Les contraintes se déduisent des déformations grâce aux lois de l'élasticité linéaire, en prenant en compte cette fois la contrainte résiduelle en plus de la dilatation thermique :

$$\sigma_r = \sigma_0 + \lambda \cdot \Theta + 2 \cdot \mu \cdot \varepsilon_r \quad (\text{Eq.3-176})$$

$$\sigma_\theta = \sigma_0 + \lambda \cdot \Theta + 2 \cdot \mu \cdot \varepsilon_\theta \quad (\text{Eq.3-177})$$

$$\sigma_z = \sigma_0 + \lambda \cdot \Theta + 2 \cdot \mu \cdot \varepsilon_z \quad (\text{Eq.3-178})$$

$$\sigma_{rz} = 2 \cdot \mu \cdot \varepsilon_{rz} \quad (\text{Eq.3-179})$$

Les déformations d'origine uniquement "contraintes" (dites mécaniques), après déduction de la dilatation thermique, ε_r , ε_θ , ε_z et ε_{rz} se déduisent des déplacements grâce aux relations suivantes:

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} - \alpha \cdot \Delta T \quad (\text{Eq.3-180})$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{u}{r} - \alpha \cdot \Delta T \quad (\text{Eq.3-181})$$

$$\varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z} - \alpha \cdot \Delta T \quad (\text{Eq.3-182})$$

$$\varepsilon_{rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) \quad (\text{Eq.3-183})$$

Avec ces relations, on peut écrire F_r et F_z sous forme de série polynomiale comme suit:

$$F_r = \sum_{i=0}^4 \sum_{j=0}^2 \gamma_{ij} r^i z^j \quad (\text{Eq.3-184})$$

$$F_z = \sum_{i=0}^4 \sum_{j=0}^2 \beta_{ij} r^i z^j \quad (\text{Eq.3-185})$$

avec γ_{ij} et β_{ij} des fonctions linéaires de λ , μ , u_{ij} et w_{ij} qui doivent être constamment nulles pour remplir la condition d'équilibre. En développant les calculs et en respectant la condition de nullité des coefficients, un bon nombre de coefficients u_{ij} et w_{ij} sont directement mis à zéro (ceux qui sont directement proportionnels à γ_{ij} ou β_{ij}).

En notant la courbure de la plaque κ :

$$\kappa = \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = 2w_{20} \quad (\text{Eq.3-186})$$

et $E\varepsilon$ l'extension de u suivant r :

$$Ex = \frac{\partial u}{\partial r} = u_{,0} \quad (\text{Eq.3-187})$$

En écrivant $F_r = F_z = 0$, des expressions beaucoup plus simples de σ_r , σ_θ , σ_z et σ_{rz} en fonction des u_{ij} , w_{ij} , σ_0 , α et ΔT sont obtenues. Des simplifications supplémentaires peuvent être obtenues en raisonnant sur les contraintes cette fois-ci (en remarquant que la contrainte normale σ_z et la contrainte tangentielle σ_{rz} sont nulles sur la face inférieure de la 1^{ère} couche (surface libre)). Ensuite, si on calcule σ_r et σ_θ en tenant compte des relations précédentes, on constate que $\sigma_r = \sigma_\theta$ et on obtient :

$$\sigma_r(r, z) = \sigma_\theta(r, z) = \frac{2 \mu (3 Ex \lambda - 3 \Delta T \alpha \lambda + \sigma_0 + 2 Ex \mu - 2 \Delta T \alpha \mu)}{(\lambda + 2 \mu)} - \frac{2 \mu (3 \kappa \lambda + 2 \kappa \mu)}{\lambda + 2 \mu} z \quad (\text{Eq.3-188})$$

Du fait que les contraintes normales et tangentielles sont continues aux interfaces, le raisonnement fait sur la 1^{ère} couche s'applique successivement à toutes les couches et par conséquent σ_z et σ_{rz} sont nuls sur tout l'empilement.

Si on calcule maintenant les déformations pour obtenir les expressions des déplacements u et w , on constate que :

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\theta = (Ex - \alpha \Delta T) - \kappa z \quad (\text{Eq.3-189})$$

$$\varepsilon_z = \frac{-2 Ex \lambda + 2 \alpha \Delta T \lambda - \sigma_0}{\lambda + 2 \mu} + \frac{2 \kappa \lambda}{\lambda + 2 \mu} z \quad (\text{Eq.3-190})$$

$$\varepsilon_{rz} = 0 \quad (\text{Eq.3-191})$$

Finalement, on obtient les déplacements sous forme de polynômes de r et z :

$$u(r, z) = (Ex - \kappa z)r \quad (\text{Eq.3-192})$$

$$w(r, z) = w_{00} - \left(2 Ex \lambda + \sigma_0 - \frac{3 \lambda + 2 \mu}{\lambda + 2 \mu} \alpha \Delta T \right) z + \frac{\kappa \lambda}{\lambda + 2 \mu} z^2 + \frac{\kappa}{2} r^2 \quad (\text{Eq.3-193})$$

Tous les paramètres dont dépendent les déplacements u et w sont connus sauf w_{00} , Ex et κ . w_{00} peut être considéré nul en choisissant arbitrairement un déplacement nul en $z=0$ et $r=0$ (par axisymétrie). Pour exprimer Ex et κ en fonction des autres paramètres du problème, on a besoin de deux relations supplémentaires. Pour un disque monocouche libre en ses extrémités, on doit avoir la force périphérique radiale F_{rad} par unité de longueur sur la circonférence du disque et le moment azimuthal Γ_{azimut} par unité de longueur sur la circonférence du disque, donnés par les relations ci-dessous, tous les deux nuls :

$$F_{rad} = \int_0^d \sigma_r(r, z) dz = 0 \quad (\text{Eq.3-194})$$

$$\Gamma_{rad} = \int_0^d \left(z - \frac{d}{2} \right) \sigma_r(r, z) dz = 0 \quad (\text{Eq.3-195})$$

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

En écrivant que ces deux intégrales sont nulles, on obtient les deux relations suivantes permettant d'exprimer Ex et κ :

$$\Gamma_{rad} = -\frac{d^3 \kappa Y}{12(1-\nu)} = 0 \quad (Eq.3-196)$$

donc $\kappa = 0$ (cas d'une monocouche libre suite à une dilatation thermique)

et F_{rad} est donnée par :

$$F_{rad} = \frac{d}{1-\nu} \left(\left(Ex - \alpha \Delta T - \frac{\kappa d}{2} \right) Y + \sigma_o (1 - 2\nu) \right) = 0 \quad (Eq.3-197)$$

donc l'extension suivant r s'écrit:

$$Ex = \alpha \Delta T - \frac{\sigma_o}{Y} (1 - 2\nu) \quad (Eq.3-198)$$

I.2. Structure multicouche:

Le cas du vrai multicouche se déduit simplement du cas monocouche en remarquant que :

- Les contraintes normales et tangentielles sont nulles y compris aux interfaces.
- La courbure κ est constante pour le multicouche
- Le déplacement est continu suivant r aux interfaces. Cette dernière condition se traduit par $n-1$ relations de type :

$$Ex_{i+1} = Ex_i - \kappa d_i \quad (Eq.3-199)$$

- Pour un disque multicouche globalement libre à ses extrémités, on écrit que la somme des forces périphériques radiales et des moments azimutaux radiaux est nulle comme dans les équations (Eq.3-194) et (Eq.3-195) pour trouver les nouvelles expressions de Ex_i et κ dans le cas d'une série de n couches:

$$\sum_{i=0}^{n-1} F_{rad,i} = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{d_i}{1-\nu_i} \left(\left(Ex_i - \alpha_i \Delta T - \frac{\kappa d_i}{2} \right) Y_i + \sigma_{o,i} (1 - 2\nu_i) \right) = 0 \quad (Eq.3-200)$$

ce qui donne une première relation qui relie Ex_i et κ aux propriétés de la multicouche.

Pour obtenir une deuxième relation, il faut simplement écrire que la somme des moments périphériques est nulle:

$$\sum_{i=1}^{n-1} \Gamma_i = 0 \quad (Eq.3-201)$$

Donc la somme des moments azimutaux périphériques et des moments des forces radiales doit être nulle :

$$\sum_{i=1}^{n-1} \Gamma_{azimut,i} + F_{rad,i} \cdot \left(\frac{d_i}{2} + \sum_{j=1}^{i-1} d_j \right) = 0 \quad (Eq.3-202)$$

En calculant arbitrairement la somme des moments azimutaux par rapport au bas de la 1^{ère} couche, on obtient la deuxième relation.

On a donc au total un système linéaire de $(n + 1)$ inconnues (les Ex_i et κ) et $(n + 1)$ équations qui peuvent se ramener à un système linéaire de 2 équations à 2 inconnues : Ex_1 et κ puis on déduit les autres Ex_i grâce à la relation de récurrence (Eq.3-199). Ce système peut se résoudre facilement en écrivant un programme de calcul et en introduisant les paramètres des n couches ainsi que les gradients thermiques. Ce premier modèle va servir par la suite à étudier un cas plus général celui d'un multicouche soumis à un gradient thermique.

Remarques:

- Aux extrémités de la couche, il y a très probablement des singularités des déformations et des contraintes qui peuvent s'exprimer localement par des formules en $kr^{-\alpha}$ avec α nommé exposant de singularité qui ne dépend que de la géométrie et des propriétés des matériaux et k nommé facteur de singularité qui dépend de α et du chargement lointain [R.3.206].
- Si on considère le cas d'un bicouche, la formule ci-dessus relie la courbure aux épaisseurs, aux contraintes résiduelles, aux coefficients de dilatations thermiques et aux propriétés des matériaux. Elle est donc une généralisation de la formule de Stoney dans le cas axisymétrique.

II. Structure soumise à un gradient thermique:

On se propose d'étudier le champ de contrainte et de déformation dans un empilement de n couches soumis à un gradient thermique dont on connaît les températures du bas et du haut de chaque couche. Les notations, les hypothèses (sauf en ce qui concerne la nature de la variation de température) et le principe de calculs utilisés auparavant sont réappliqués dans ce deuxième cas : on commence par étudier le cas d'une monocouche en cherchant une solution sous forme polynomiale des déplacements suivant r et z puis on généralise l'étude pour un multicouche sous température uniforme.

II.1. Structure monocouche:

Soit $T(z)$ la température à la cote z variant de 0 à d , où d est l'épaisseur totale de la couche non déformée, T_0 est la température de référence où la déformation et la contrainte thermique sont supposées nulles, T_1 est la température du bas de la couche ($z=0$) et T_2 la température du haut de la couche ($z=d$). Les déformations mécaniques d'origine uniquement "contraintes" (dites mécaniques), après déduction de la dilatation thermique, sont :

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} - \alpha \cdot (T(z) - T_0) \quad (\text{Eq.3-203})$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{u}{r} - \alpha \cdot (T(z) - T_0) \quad (\text{Eq.3-204})$$

$$\varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z} - \alpha \cdot (T(z) - T_0) \quad (\text{Eq.3-205})$$

En écrivant que les forces de volumes F_r et F_z données par (Eq.3-174) et (Eq.3-175) doivent être nulles quels que soient z et r (en négligeant la force de pesanteur), on obtient des conditions qui permettent de calculer un bon nombre des coefficients u_{ij} et w_{ij} .

Ces conditions autorisent seulement une contrainte σ_z constante. Comme la contrainte sur la face supérieure est nulle (en négligeant la pression atmosphérique), pour tout z , $\sigma_z = 0$. Soit Ex l'extension suivant r et κ la courbure définis précédemment par les équations (Eq.3-186) et (Eq.3-187). En reconduisant la même démarche que celle adoptée dans le cas précédent pour déterminer les coefficients nuls et exprimer les coefficients non nuls, on obtient au final pour la monocouche étudiée, des déplacements u et w qui s'expriment de la façon suivante en fonction de Ex et κ :

$$u = Ex \cdot r - \kappa \cdot r \cdot z \quad (\text{Eq.3-206})$$

$$w = \frac{\kappa}{2} \cdot r^2 + \frac{\alpha \cdot (1+\nu) \cdot (T_1 + T_2) - 4 \cdot Ex \cdot \nu}{2 \cdot (1-\nu)} \cdot z + \frac{2 \cdot \kappa \cdot d \cdot \nu - \alpha \cdot (1+\nu) \cdot (T_1 - T_2)}{2 \cdot d \cdot (1-\nu)} \cdot z^2 \quad (\text{Eq.3-207})$$

On obtient pour les déformations totales (y compris la partie "thermique"):

$$\varepsilon_{r,total} = \varepsilon_{\theta,total} = Ex - \kappa z \quad (\text{Eq.3-208})$$

$$\varepsilon_{z,total} = \frac{\alpha \cdot (1+\nu) \cdot (T_1 + T_2) - 4 \cdot Ex \cdot \nu}{2 \cdot (1-\nu)} + \frac{2 \cdot \kappa \cdot d \cdot \nu - \alpha \cdot (1+\nu) \cdot (T_1 - T_2)}{d \cdot (1-\nu)} \cdot z \quad (\text{Eq.3-209})$$

$$\varepsilon_{\varphi} = 0 \quad (\text{Eq.3-210})$$

Finalement, on peut exprimer de la même façon les contraintes et on obtient :

$$\sigma_r = \sigma_{\theta} = Y' \cdot \left((\alpha \cdot (T_2 - T_1) - \kappa) \cdot \frac{z}{d} + Ex - \alpha \cdot \frac{(T_2 + T_1)}{2} \right) \quad (\text{Eq.3-211})$$

$$\varepsilon_{z,total} = 0 \quad (\text{Eq.3-212})$$

$$\varepsilon_{\varphi} = 0 \quad (\text{Eq.3-213})$$

Y' étant le module d'Young réduit (biaxial):

$$Y' = \frac{Y}{1-\nu} \quad (\text{Eq.3-214})$$

On peut simplifier encore les équations précédentes en exprimant Ex et κ en fonction des autres paramètres du problème. Pour cela, on exprime la force périphérique radiale F_{rad} par unité de longueur sur la circonférence du disque et le moment azimutal Γ_{azimut} par unité de longueur sur la circonférence du disque, calculé par rapport à $z=d/2$ (milieu de l'épaisseur du disque):

$$F_{rad} = \int_0^d \sigma_r(r, z) dz = Y' \cdot d \cdot \left(Ex - \alpha \frac{T_1 + T_2}{2} \right) \quad (\text{Eq.3-215})$$

$$\Gamma_{azimut} = \int_0^d \left(z - \frac{d}{2} \right) \sigma_r(r, z) dz = \frac{Y' \cdot d^2}{12} \cdot (\alpha \cdot (T_1 - T_2) - \kappa \cdot d) \quad (Eq.3-216)$$

Pour un disque monocouche libre en ses extrémités, on doit avoir $F_{rad} = 0$ et $\Gamma_{azimut} = 0$, d'où on obtient deux relations simples et classiques qui nous permettent d'exprimer Ex et κ en fonction de α , d , T_1 et T_2 :

$$Ex = \alpha \frac{T_1 + T_2}{2} \quad (Eq.3-217)$$

$$\kappa = \frac{\alpha \cdot (T_1 - T_2)}{d} \quad (Eq.3-218)$$

II.2. Structure multicouche:

Le cas du multicouche peut se déduire aisément du cas du monocouche développé précédemment en remarquant que:

- Les contraintes normales et tangentielles sont nulles aux interfaces ($\sigma_z = \sigma_{\theta z} = \sigma_{\theta r} = 0$).
- Les déformations sont continues à chaque interface.
- La courbure κ définie par $\kappa = \frac{\partial^2 w}{\partial r^2}$ est la même à l'interface supérieure et inférieure de la couche et peut donc être considérée comme constante pour un multicouche. Toutefois, dans le cas d'une monocouche, la courbure κ s'exprime sous une forme relativement simple qui ne peut pas être appliquée directement pour un multicouche. Quant au principe de calcul, il reste le même.
- Le multicouche est modélisé comme une superposition de n monocouches.
- Le déplacement est continu suivant r aux interfaces. D'où l'extension Ex_{i+1} de la couche $(i+1)$ se déduit de l'extension Ex_i de la couche i sous-jacente d'épaisseur d_i par la relation donnée en (Eq.3-199).

Par conséquent, la résolution du problème d'un multicouche, revient à trouver les nouvelles expressions de Ex_i et κ dans le cas d'une série de n couches.

Comme dans le cas précédent, le disque multicouche est globalement libre en ses extrémités donc la somme des forces périphériques radiales est nulle:

$$\sum_{i=1}^N F_{rad,i} = 0 \text{ donc } \sum_{i=1}^N Y_i \cdot d_i \cdot \left(Ex_i - \alpha_i \frac{T_{1,i} + T_{2,i}}{2} \right) = 0$$

ce qui donne une première relation qui relie Ex_i aux propriétés de la multicouche:

$$\sum_{i=1}^N Y_i \cdot d_i \cdot \left(Ex_i - \kappa \cdot \sum_{j=1}^{i-1} d_j - \alpha_i \frac{T_{1,i} + T_{2,i}}{2} \right) = 0 \quad (Eq.3-219)$$

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Pour obtenir une deuxième relation, il faut simplement écrire que la somme des moments périphériques est nulle $\left(\sum_{i=1}^N \Gamma_i = 0\right)$.

Donc la somme des moments azimutaux périphériques et des moments des forces radiales doit être nulle :

$$\sum_{i=1}^N \Gamma_{azimut,i} + F_{rad,i} \cdot \left(\frac{d_i}{2} + \sum_{j=1}^{j<i} d_j \right) = 0 \quad (Eq.3- 220)$$

En calculant arbitrairement la somme des moments azimutaux par rapport au bas de la 1^{ère} couche (la condition sur la somme nulle des forces radiales rend ce choix indifférent), on obtient :

$$\sum_{i=1}^N Y_i \cdot d_i \cdot \left[d_i \cdot \frac{\alpha_i \cdot (T_{1,i} - T_{2,i}) - \kappa \cdot d_i}{12} + \left(\frac{d_i}{2} + \sum_{j=1}^{j<i} d_j \right) \cdot \left(Ex_i - \kappa \cdot \sum_{j=1}^{j<i} d_j - \alpha_i \cdot \frac{T_{1,i} + T_{2,i}}{2} \right) \right] = 0 \quad (Eq.3- 221)$$

Ces deux équations constituent un système linéaire de 2 équations à 2 inconnues, Ex_i et κ :

$$Ex_i \cdot \sum_{i=1}^N Y_i \cdot d_i - \kappa \cdot \sum_{i=1}^N Y_i \cdot d_i \cdot \sum_{j=1}^{j<i} d_j = \sum_{i=1}^N Y_i \cdot d_i \cdot \alpha_i \cdot \frac{T_{1,i} + T_{2,i}}{2} \quad (Eq.3- 222)$$

$$Ex_i \cdot \sum_{i=1}^N Y_i \cdot d_i \cdot \left(\frac{d_i}{2} + \sum_{j=1}^{j<i} d_j \right) - \kappa \cdot \sum_{i=1}^N Y_i \cdot d_i \cdot \left[\frac{d_i^2}{12} + \left(\frac{d_i}{2} + \sum_{j=1}^{j<i} d_j \right) \cdot \sum_{j=1}^{j<i} d_j \right] = \sum_{i=1}^N Y_i \cdot d_i \cdot \left[\left(\frac{d_i}{2} + \sum_{j=1}^{j<i} d_j \right) \cdot \left(\alpha_i \cdot \frac{T_{1,i} + T_{2,i}}{2} \right) - d_i \cdot \frac{\alpha_i \cdot (T_{1,i} - T_{2,i})}{12} \right] \quad (Eq.3- 223)$$

Ce système peut se résoudre facilement en utilisant le programme de calcul développé pour la partie précédente en introduisant les bons paramètres (α_i , d_i , T_i) des n couches ainsi que les gradients thermiques.

Remarque:

Au cours de cette deuxième partie du travail, les calculs n'ont pas évoqué explicitement la contrainte résiduelle de chaque couche. En effet, on peut introduire la contrainte résiduelle dans les calculs précédents de deux façons différentes :

- sans rajouter un terme de contrainte thermique explicitement mais en jouant simplement sur la température de référence $T_{0,i}$ de la couche i pour définir l'état sans contrainte qui tient compte de la précontrainte.
- ou en rajoutant la contrainte résiduelle σ_0 aux termes de contrainte σ_r , σ_θ et σ_z comme dans le premier cas.

Annexe 3-3: Le modèle de Moore

Le modèle de Moore a été établi dans le but de calculer les moments de pelage aux interfaces (quantité définie dans Moore & Jarvis (2003)) d'un multicouche composé d'un maximum de quatre couches. Cependant, en suivant le même raisonnement, il est possible d'aller au-delà de quatre couches et d'extraire la contrainte dans les couches connaissant les forces interfaciales. Ce modèle tient compte de propriétés matériaux différentes et de températures de dépôt différentes des couches.

On observe un changement de signe de la contrainte de pelage sur les bords du système. Ce changement de signe donne lieu à un couple de forces s'exerçant dans des directions opposées (tension, compression). Pour être à l'équilibre, il faut évidemment que le moment créé par ces forces, le moment de pelage, soit nul. Un moment de pelage positif donne une force de pelage de tension qui va promouvoir le délaminage. Au contraire, un moment de pelage négatif donne une force de pelage de compression qui va s'opposer au délaminage. On peut aussi voir que cette contrainte de pelage n'est observable que sur une courte distance depuis le bord de la structure, on parle donc d'effets de bord.

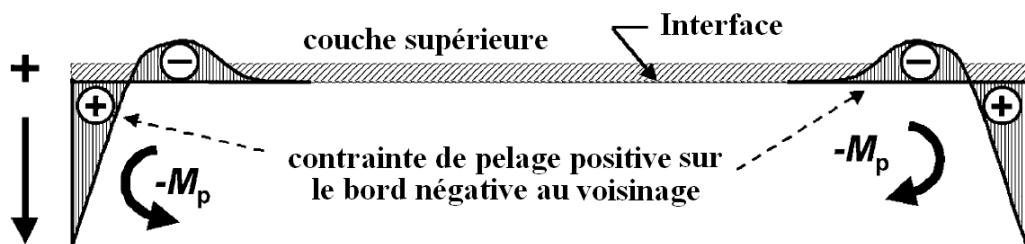


FIG.3-48: Force de compression et de tension de la couche supérieure sur la couche inférieure d'une poutre bi-matériaux sous l'action d'un changement uniforme de température

Il s'agit de calculer les moments de pelage (quantité définie dans Moore & Jarvis (2003)) aux interfaces d'un multicouche composé d'un maximum de quatre couches, constituées de matériaux différents et déposées à des températures différentes. Les couches sont empilées de bas en haut, un rayon de courbure positif signifie que les bords se déplacent vers le bas, le centre vers le haut, et un moment de pelage positif signifie un maximum de contrainte de pelage positif, soit une tendance au délaminage. Toutes les quantités sont calculées par unité de largeur des couches, puisque considérées uniformes sur cette largeur.

Les hypothèses de calcul sont les suivantes:

- Matériaux homogènes, continus et isotropes
- Cadre des modèles poutre ou plaque
- Hypothèse des Petites Perturbations
- Propriétés matériaux indépendantes de la température
- Adhérence parfaite des interfaces

Pour une poutre composite constituée de n couches de hauteur h_i , de module d'Young E_i , de coefficient de Poisson ν_i , de moment quadratique I_i , et de coefficient de dilatation α_i , on a les

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

propriétés équivalentes (Module d'Young, coefficient de dilatation, centre de gravité, moment quadratique statique) suivantes:

le modèle de Moore calcule les propriétés équivalentes des n couches réunies.

Les centres de gravité cg_i de chaque couche sont définis tels que :

$$cg_i = \sum_{k=1}^{i-1} h_k + h_i/2 \quad (Eq.3- 224)$$

$$E_{1n} = \frac{\sum_{i=1}^n E_i h_i}{\sum_{i=1}^n h_i} \quad (Eq.3- 225)$$

$$cg_{1n} = \frac{\sum_{i=1}^n E_i h_i cg_i}{\sum_{i=1}^n E_i h_i} \quad (Eq.3- 226)$$

$$I_{1n} = \frac{1}{E_{1n}} \sum_{i=1}^n E_i (I_i + h_i (cg_i - cg_{1n})^2) \quad (Eq.3- 227)$$

$$\alpha_{1n} = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i E_i h_i}{\sum_{i=1}^n E_i h_i} \quad (Eq.3- 228)$$

Le but de cette annexe n'est pas de fournir l'intégralité des explications et des équations qui peuvent être retrouvées dans l'article de Moore et Jarvis (2003) et Moore (2005) mais de donner un bref exemple d'une séquence de calcul dans le cas d'une tricouche. Ainsi, dans le cas d'une tricouche, les deux premières couches seront d'abord considérées :

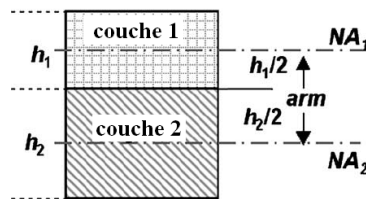


FIG.3-49:Schéma d'une bicouche

La courbure de ce système bicouche sera obtenue grâce à l'équation de Timoshenko :

$$\frac{1}{\rho_{12}} = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)(T_a - T_2)}{\frac{h_1 + h_2}{2} + \frac{2(E_1 I_1 + E_2 I_2)}{h_1 + h_2} \left(\frac{1}{E_1 h_1} + \frac{1}{E_2 h_2} \right)} \quad (Eq.3- 229)$$

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

Le moment de pelage à l'interface 12 est égal à :

$$M_{p12} = U \frac{E_2 I_2}{\rho_{12}} - L \frac{E_1 I_1}{\rho_{12}} \quad (\text{Eq.3- 230})$$

avec :

$$U = \frac{h_1}{h_1 + h_2} \quad (\text{Eq.3- 231})$$

Et

$$L = \frac{h_2}{h_1 + h_2} \quad (\text{Eq.3- 232})$$

Puis, avant d'ajouter la troisième couche, un moment est appliqué à la température d'analyse (ambiante) T_a afin de remettre à plat cette bicouche :

$$M_{12} = \frac{E_{12} I_{12}}{\rho_{12}} \quad (\text{Eq.3- 233})$$

On considère ensuite la structure équivalente 12 sur laquelle on ajoute la couche 3.

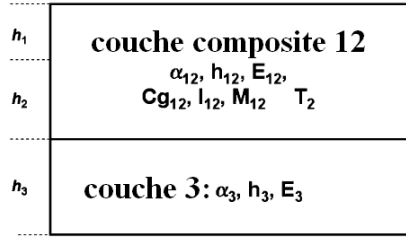


FIG.3-50: Schéma d'une bicouche avec poutre équivalente 12 et couche 3

Le rayon de courbure de la nouvelle structure tricouche devient :

$$\frac{1}{\rho_{123}} = \frac{(\alpha_3 - \alpha_{12})(T_a - T_3)}{(h_1 + h_2 - cg_{12} + \frac{h_3}{2}) + \frac{(E_{12} I_{12} + E_3 I_3)}{h_1 + h_2 - cg_{12} + \frac{h_3}{2}} \left(\frac{1}{E_{12}(h_1 + h_2)} + \frac{1}{E_3 h_3} \right)} + \frac{M_{12}}{\frac{(h_1 + h_2 - cg_{12} + \frac{h_3}{2})^2}{\frac{1}{E_{12}(h_1 + h_2)} + \frac{1}{E_3 h_3}} + E_{12} I_{12} + E_3 I_3} \quad (\text{Eq.3- 234})$$

Le moment de pelage de la nouvelle interface 23 s'écrit :

$$M_{p23} = U \frac{E_3 I_3}{\rho_{123}} - L \frac{E_{12} I_{12}}{\rho_{123}} + L M_{12} \quad (\text{Eq.3- 235})$$

avec

$$U = \frac{h_1 + h_2 - cg_{12}}{h_1 + h_2 - cg_{12} + \frac{h_3}{2}} \quad (\text{Eq.3- 236})$$

et

$$L = \frac{\frac{h_3}{2}}{h_1 + h_2 - cg_{12} + \frac{h_3}{2}} \quad (\text{Eq.3- 237})$$

Pour le calcul du moment de pelage à l'interface 12 (qui est maintenant modifié), il faut considérer la séquence d'assemblage inverse c'est-à-dire calculer le rayon de courbure de la bicouche 23 à la température d'analyse, assemblée à T3.

Afin de déterminer la contrainte dans les couches, il faut déterminer les forces interfaciales :

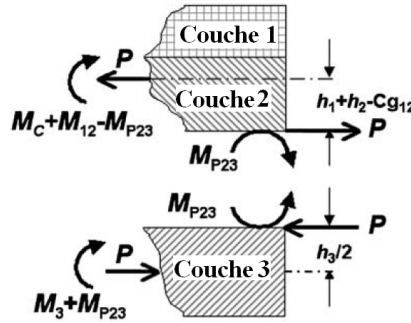


FIG.3-51: Schéma des différents efforts au niveau de l'interface 23

La force à l'interface 23 :

$$P = \frac{\frac{E_{12} + E_3}{R_{123}} - M_{12}}{h_1 + h_2 - cg_{12} + \frac{h_3}{2}} \quad (\text{Eq.3- 238})$$

On divise par l'épaisseur de la couche pour obtenir la contrainte :

$$\sigma_3 = \frac{P}{h_3} + \frac{E_3 z}{R_{123}} \quad (\text{Eq.3- 239})$$

Le terme en z permet de calculer la contrainte en tout point dans l'épaisseur de la couche.

Pour la contrainte dans la couche 2, il faut tenir compte à la fois de la force à l'interface 23 et de celle à l'interface 12.

Remarque: Ces équations sont valables dans le cas du modèle poutre, dans le cas d'un modèle de structure plane, par analogie, il apparaît donc que les équations écrites dans le cas du modèle poutre restent valables, en remplaçant le module d'Young unidimensionnel E par le module biaxial E* avec :

$$E^* = \frac{E}{1 - \nu} \quad (\text{Eq.3- 240})$$

Annexe 3-4: Le modèle de Hsueh

Le modèle de Hsueh a pour objectif de calculer les moments de pelage aux interfaces ainsi que la force de cisaillement d'un multicouche responsable en général des délaminages de type I et II. Les mêmes hypothèses considérées pour le calcul de Moore sont aussi valables dans le modèle de Hsueh sans hypothèse sur le nombre de couches. Ce modèle tient compte de propriétés des matériaux différents et

permet d'introduire les contraintes intrinsèques dans les calculs (il permet indirectement de tenir compte des températures de dépôt des différentes des couches).

On observe un changement de signe de la contrainte de pelage sur les bords du système (**FIG.3-52**). Ce changement de signe donne lieu à un couple de force en direction opposée (tension, compression). Pour être à l'équilibre, il faut évidemment que le moment créé par ces forces, le moment de pelage, soit nul. Suivant la définition adoptée par Hsueh, un moment de pelage négatif donne une force de pelage de tension qui va promouvoir le délaminage. Au contraire, un moment de pelage positif donne une force de pelage de compression qui va s'opposer au délaminage. On peut aussi voir que cette contrainte de pelage n'est observable que sur une courte distance depuis le bord de la structure, on parle donc d'effets de bord.

Pour présenter le modèle de Hsueh, on conserve les mêmes notations utilisées dans les articles de référence dont quelques unes sont présentées sur la **FIG.3-53**. L'axe normal au plan des couches est nommé l'axe des y. On considère l'empilement de n couches présenté sur la **FIG.3-53** d'épaisseur respective t_i avec t_s l'épaisseur du substrat, chaque couche est notée par un indice k avec origine la couche qui est en contact avec le substrat (la couche n° 0). L'interface de la couche 0 avec le substrat est également considérée comme étant l'origine des y. La contrainte plane dans la couche k est notée σ_k , $\sigma_{y,k}$ est la contrainte normale et τ_k la contrainte de cisaillement. La contrainte plane dans le substrat est notée σ_s .

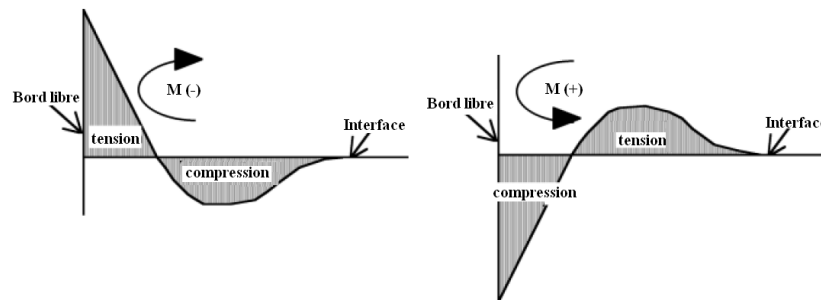


FIG.3-52: Schéma montrant la contrainte de pelage interfaciale au bord libre d'une bicouche : la combinaison d'une contraintes de traction et d'une contraintes de compression donne lieu à un moment de pelage M: (a) si M est négatif, il entraîne un délaminage (b) si M est positif, il a tendance à empêcher la propagation du délaminage en mode I

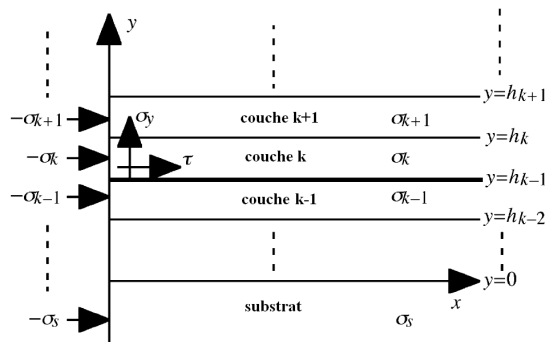


FIG.3-53: Convention d'axe et contraintes utilisées dans le modèle de Hsueh

CHAPITRE-III : ETUDE DU RESONATEUR BAW SMR

L'essence du modèle consiste à décomposer la distribution de la déformation à travers l'épaisseur du système en une composante uniforme dans l'ensemble du système et une composante de flexion, fonction de la position par rapport à l'axe de flexion de la structure. Dans ce cas, la continuité de la déformation à l'interface est automatiquement vérifiée, et il y a uniquement trois inconnues à résoudre avec trois conditions aux limites qui doivent être satisfaites par le modèle, indépendamment du nombre de couches.

Soit h_i la hauteur de la couche n° i :

$$h_i = \sum_{j=1}^i t_j \quad (\text{Eq.3- 241})$$

Les trois paramètres c , t_b et r (les trois inconnus du modèle à déterminer) sont définis comme suit :

$$c = \frac{(E_s t_s \alpha_s + \sum_{i=1}^n E_i t_i \alpha_i) \Delta T}{E_s t_s + \sum_{i=1}^n E_i t_i} \quad (\text{Eq.3- 242})$$

$$t_b = \frac{-E_s t_s^2 + \sum_{i=1}^n E_i t_i (2h_{i-1} + t_i)}{2(E_s t_s + \sum_{i=1}^n E_i t_i)} \quad (\text{Eq.3- 243})$$

$$\frac{1}{r} = \frac{3[E_s(c - \alpha_s \Delta T)t_s^2 - \sum_{i=1}^n E_i t_i (c - \alpha_i \Delta T)(2h_{i-1} + t_i)]}{E_s t_s^2 (2t_s + 3t_b) + \sum_{i=1}^n E_i t_i [6h_{i-1}^2 + 6h_{i-1} t_i + 2t_i^2 - 3t_b(2h_{i-1} + t_i)]} \quad (\text{Eq.3- 244})$$

Avec t_b la position de l'axe de flexion (pour $y=t_b$, la composante de déformation de flexion est nulle), c est la composante de déformation uniforme dans l'ensemble du système et r le rayon de courbure du système.

Suite à une variation de la température ΔT uniforme au sein de l'empilement, la contrainte plane dans la couche n° i en fonction de y s'écrit :

$$\sigma_i = E_i \left(c + \frac{y - t_b}{r} - \alpha_i \Delta T \right) \quad (\text{Eq.3- 245})$$

Avec E_i le module de Young de la couche et α_i le coefficient de dilatation thermique. S'il y a une autre contrainte $\sigma_{0,i}$ de nature différente (résiduelle par exemple) qui est présente dans la couche, la contrainte totale est la somme des deux contraintes :

$$\sigma_{\text{totale},i} = \sigma_{0,i} + \sigma_i \quad (\text{Eq.3- 246})$$

Dans le cas où cette contrainte est nulle, le moment de pelage de l'interface k M_k est défini:

$$M_k = \int_0^d \sigma_{y,x} dx \quad (\text{Eq.3- 247})$$

Avec d la distance à partir du bord libre de la structure. Compte tenu des relations précédentes, ce moment peut s'écrire de la façon suivante en fonction des σ_i et h_i .

$$M_k = - \sum_{i=k}^n \int_{h_{i-1}}^{h_i} \sigma_i (y - h_{k-1}) dy \quad (\text{Eq.3- 248})$$

La force de cisaillement à l'interface k V_k est définie :

$$V_k = \int_0^d \tau dx \quad (\text{Eq.3- 249})$$

Dans notre cas, elle peut s'écrire de la façon suivante :

$$V_k = - \sum_{i=k}^n \int_{h_{i-1}}^{h_i} \sigma_i dy \quad (\text{Eq.3- 250})$$

Dans le cas d'un empilement tel que celui présenté sur la FIG.3-53 les expressions de M_k et V_k sont les suivantes :

$$M_k = - \sum_{i=k}^n E_i t_i \left\{ (c - \alpha_i \Delta T) \left(h_{i-1} - h_{k-1} + \frac{t_i}{2} \right) + \frac{1}{r} \left[h_{i-1}^2 + h_{i-1} t_i + \frac{t_i^2}{3} - (t_b + h_{k-1}) \left(h_{i-1} + \frac{t_i}{2} \right) + t_b h_{k-1} \right] \right\} \quad (\text{Eq. 3- 251})$$

$$V_k = - \sum_{i=k}^n E_i t_i \left[c - \alpha_i \Delta T + \frac{1}{r} \left(h_{i-1} + \frac{t_i}{2} - t_b \right) \right] \quad (\text{Eq. 3- 252})$$

Ces deux équations peuvent se simplifier considérablement si $E_s t_s \gg E_i t_i$ ce qui est le cas pour un SMR ($E_s t_s > 400 E_i t_i$ pour toute les couches) :

$$\sigma_i = E_i \left[\alpha_s - \alpha_i + 4 \sum_{j=1}^n \frac{E_j t_j (\alpha_j - \alpha_s)}{E_s t_s} \right] \Delta T \quad (\text{Eq.3- 253})$$

$$M_k = - \sum_{i=k}^n \sigma_i t_i \left(h_{i-1} - h_{k-1} + \frac{t_i}{2} \right) \quad (\text{Eq.3- 254})$$

$$V_k = - \sum_{i=k}^n \sigma_i t_i \quad (\text{Eq.3- 255})$$

Références du chapitre 3:

- R.3.1 M.-A. Dubois, C. Billard, C. Muller, G. Parat, and P. Vincent, "Integration of high-Q BAW resonators and filters above IC," in IEEE Int. Solid-State Circuits Conf. Dig. Tech. Papers, 2005, pp. 392–393
- R.3.2 R. Aigner: MEMS in RF filter applications: thin film BAW Technology, Solid- State Sensors, Actuators and Microsystems, Vol.1, Page(s): Pages: 175- 210 (2005)
- R.3.3 K. M. Lakin, "Thin film resonator technology," in Proc. IEEE Int. Freq. Contr. Symp. Exhib., 2003, pp. 765–778
- R.3.4 H. P. Loeb, C. Metzmaier, R. F. Milsom, F. Van Straten, and A. Tuinhout, "RF bulk acoustic wave resonators and filters," J. Electroceram., vol. 12, pp. 109–118, 2004
- R.3.5 Petit, D.; Cesar, E.; Bar, P.; Joblot, S.; Parat, G.; Berchaud, O.; Barbier, D.; Carpentier, J.-F.; Thermally stable oscillator at 2.5 GHz using temperature compensated BAW resonator and its integrated temperature sensor, Ultrasonics Symposium, 2008. IUS 2008. IEEE 2-5 Nov. 2008 Page(s):895 – 898
- R.3.6 S. Dossou, S. Joblot, D. Petit, P. Ancey, P. Ferrari and J.-M. Fournier: A 2.5 GHz low phase noise oscillator design in 65nm CMOS technology with reduced current consumption, EDSSC 2008
- R.3.7 S. Dossou, N. Abelé, E. César, P. Ancey, J.-F. Carpentier, P. Vincent, J.-M. Fournier, 60μW SMR BAW oscillator designed in 65nm CMOS technology, IEEE International Symposium on Circuits and Systems, ISCAS 2008, vol., no., pp.1456-1459, 18-21 May 2008
- R.3.8 8- F. Vanhelmont, P. Philippe, A.B.M. Jansman, R.F. Milsom, J.J.M. Ruigrok, A. Oruk, A 2 GHz Reference Oscillator incorporating a Temperature Compensated BAW Resonator, Ultrasonics Symposium, 2006. IEEE, On page(s): 333-336
- R.3.9 P. Guillot, P. Philippe, C. Berland, J.-F. Bercher: A 2GHz 65nm CMOS digitally-tuned BAW oscillator, 15th IEEE International Conference on Electronics (ICECS2008), Circuits and Systems, Malta, september 2008, On page(s): 722-725
- R.3.10 Brian P. Otis and Jan M. Rabaey, A 300μW 1.9-GHz CMOS Oscillator Utilizing Micromachined Resonators, IEEE JOURNAL OF SOLID-STATE CIRCUITS, VOL. 38, NO. 7, pp. 1271-1274(2003)
- R.3.11 Shailesh S. Rai, and Brian P. Otis, A 600 μW BAW-Tuned Quadrature VCO Using Source Degenerated Coupling, IEEE Journal Of Solid-State Circuits, Vol. 43, No. 1, pp.300-305 (2008)
- R.3.12 Shailesh Rai, Ying Su, Aron Dobos, Richard Kim., Richard Ruby, Wei Pang, Brian Otis, A 1.5GHz CMOS/FBAR Frequency Reference with ±10ppm Temperature Stability, IEEE Int. Freq. Contr. Symp., 2009
- R.3.13 W. Pang, R. Ruby, P. Fisher, J. Larson, K. Grannen, D. Lee, C. Feng, and L. Callaghan, "A thermally stable CMOS oscillator using temperature compensated FBAR," in Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium, 2007, pp. 1041–1044
- R.3.14 John R. Vig: Resonator aging, Ultrasonics Symposium Proceedings, Page(s):848 – 850, 1977
- R.3.15 John R. Vig et Fred L. Walls Fundamental limits on the frequency instabilities of crystal oscillators , IEEE International Frequency Control Symposium 1994
- R.3.16 M. McCorquodale, S. Pernia, S. Kubba, G. Carichner, J. O'Day, E. Marsman, J. Kuhn, and R. Brown, "A 25MHz all-CMOS reference clock generator for XO-replacement in serial wire interfaces," in Circuits and Systems, 2008. ISCAS 2008. IEEE International Symposium on, 2008, pp.2837–2840
- R.3.17 10- Ivira, B.; Benech, P.; Fillit, R.; Ndagijimana, F.; Ancey, P.; Parat, G.; Modeling for temperature compensation and temperature characterizations of BAW resonators at GHz frequencies Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on Vol. 55, 2008, Page(s):421 – 430
- R.3.18 Qingming Chen, Tao Zhang, and Qing-Ming Wang, Frequency-Temperature Compensation of Piezoelectric Resonators by Electric DC Bias Field: IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 52, no. 10, october 2005
- R.3.19 Petit, D.; Abele, N.; Volatier, A.; Lefevre, A.; Ancey, P.; Carpentier, J.-F.; : Temperature Compensated Bulk Acoustic Wave Resonator and its Predictive 1D Acoustic Tool for RF Filtering Ultrasonics Symposium, 2007. IEEE 28-31 Oct. 2007 Page(s):1243 – 1246
- R.3.20 Aigner, R.; Ngoc-Hoa Huynh; Handtmann, M.; Marksteiner, Behavior of BAW devices at high power levels, S.; Microwave Symposium Digest, 2005 IEEE MTT-S International 12-17 June 2005 Page(s):4 pp.
- R.3.21 Ruby, R.; Merchant, P.; Frequency Control Symposium, Micromachined thin film bulk acoustic resonators, 1994. 48th, Proceedings of the 1994 IEEE International, 1-3 June 1994 Page(s):135 – 138

- R.3.22 Christophe Zinck, Emmanuel Defay, Alexandre Volatier, Gregory Caruyer Laurent Figuiere and Denis Pellissier Tanon: Design, Integration and Characterization of PZT tunable FBAR, 14th IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectrics, 2004, page(s): 29- 32
- R.3.23 Ivira, B.; Reinhardt, A.; Defay, E.; Aid, M.: Integration of electrostrictive Ba_{0.7}Sr_{0.3}TiO₃ thin films into Bulk Acoustic Wave resonator for RF-frequency tuning under DC bias 2008 IEEE Ultrasonics Symposium, Page(s): 254-258
- R.3.24 Janine Conde and Paul Muralt, Characterization of Sol-Gel Pb(Zr_{0.53}Ti_{0.47})O₃ in Thin Film Bulk Acoustic Resonators, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 55, no. 6, 2008 pp.1373-1379
- R.3.25 J. Enlund, V. Yantchev and I. Katardjiev: Electric field Sensitivity of Thin Film Resonators Based on Piezoelectric AlN thin films, 2006 IEEE Ultrasonics Symposium, page(s): 468-471
- R.3.26 Wei Pang, Hao Zhang, Hongyu Yu, Chuang-Yuan Lee, and Eun Sok Kim: Electrical Frequency Tuning of Film Bulk Acoustic Resonator, Journal Of Microelectromechanical Systems, Vol. 16, No. 6, December 2007 pp.1303-1313
- R.3.27 Alexandre Volatier, Emmanuel Defay, Marc Aid, Amy N'hari, Pascal Ancey, and Bertrand Dubus, Switchable and tunable strontium titanate electrostrictive bulk acoustic wave resonator integrated with a Bragg mirror, Appl. Phys. Lett. 92 032906 (2008)
- R.3.28 IEEE Standard on Piezoelectricity, ANSI/IEEE Std 176 (1987)
- R.3.29 S. Marksteiner, J. Kaitila, G.G. Fattinger, R. Aigner, "Optimization of acoustic mirrors for solidly mounted BAW resonators", IEEE Ultrasonics Symposium, 2005, Vol. 1, pp. 329-332
- R.3.30 K. Hruska, The Influence of an Electric Field on the Frequency of Piezoelectric Cuts, Czech. J. B 1 1, 1961, pp.150
- R.3.31 K. Hruska , "An Attempt at a Phenomenological Interpretation of the Influence of a Polarizing Field on Piezoelectric Resonators, Czech . J. Phys. , B12, 1962, pp. 3 3 m
- R.3.32 J.A. Kusters: The Effect of Static Electric Fields on the Elastic Constants of α -Quartz, 24th Annual Symposium on Frequency Control. (1970) Page(s):46 – 54
- R.3.33 J. Tolman, in Proceedings of the National Conference on Frequency Stability, A. C. Popov VUST, Prague, 1961, p. 29
- R.3.34 Thalhammer, R.; Aigner, R.; Energy loss mechanisms in SMR-type BAW devices Microwave Symposium Digest, 2005 IEEE MTT-S International 12-17 June 2005 Page(s):4 pp
- R.3.35 J.F. Rosenbaum, "Bulk acoustic wave theory and devices", Artech house, ISBN: 0-89006-265-X]
- R.3.36 J. F. Nye: Physical Properties of Crystals: Their Representation by Tensors and Matrices, Oxford University Press(1985)
- R.3.37 Nizar Ben Hassine, Denis Mercier, Philippe Renaux, Cédric Chappaz, Skandar Basrour, and Emmanuel Defay, Linear variation of Aluminum Nitride capacitance versus voltage induced by a piezoelectric-electrostrictive coupling, J. Appl. Phys. 104, 034110 (2008)
- R.3.38 G. Bu, D. Ciplys, M. Shur, L. J. Schowalter, S. Schujman, and R. Gaska, Appl. Phys. Lett. 84, 4611(2004)
- R.3.39 K. Tonisch, V. Cimalla, Ch. Foerster, H. Romanus, O. Ambacher and D. Dontsov: Piezoelectric properties of polycrystalline AlN thin films for MEMS application, Sensors and Actuators A: Physical, Vol. 132 ,Pages 658-663 (2006)
- R.3.40 María D. Durruthy-Rodríguez, Lino Borroto-Rivero, Danny Rodríguez, Eduardo Moreno-Hernández, Leslie D. Pérez-Fernández, Aimé Pelaiz-Barranco, and Francisco Calderon-Piñar: Elastic constant evaluation in piezoelectric ceramics by ultrasonic velocity measurement methods, phys. stat. sol.2, No. 10, 3806–3810 (2005)
- R.3.41 35- P. Emery, G. Caruyer, R. Vélard, N. Casanova, P. Ancey, A. Devos : Picosecond Ultrasonics : An original tool for physical characterization of Bragg reflectors in bulk acoustic wave resonators, 2005 IEEE Ultrasonics Symposium
- R.3.42 R. G. Jones: The measurement of dielectric anisotropy using a microwave open resonator, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 9, 1976
- R.3.43 Muralt, P.; Antifakos, J.; Cantoni, M.; Lanz, R.; Martin, F.; Is there a better material for thin film BAW applications than AlN? Ultrasonics Symposium, 2005 IEEE Volume 1, 18-21 Sept. 2005 Page(s):315 - 320
- R.3.44 R. Aigner, "Bringing BAW Technology into Volume Production:The Ten commandments and the seven deadly sins," IEEE Int. Symp. Acoust. Wave. Dev. for Future Mobile Communication Syst, 2007
- R.3.45 Kenji Uchino: Piezoelectric Actuators and Ultrasonic Motors Kluwer Academic Publishers, 1997
- R.3.46 W. Mason, Physical Acoustics, Academic Press, 1964

- R.3.47 John D. Larson et al.: Power Handling and Temperature Coefficient Studies in FBAR Duplexers for the 1900 MHz PCS Band Ultrasonics Symposium, IEEE Vol. 1, Page(s): 869 – 874 (2000)
- R.3.48 Lakin, K.M. McCarron, K.T. McDonald, J.F.: Temperature compensated bulk acoustic thin film resonators, Ultra. Sym., pp.855-858 (2000)
- R.3.49 SiTime Corporation, “SiT1 SiRes Fixed Frequency Oscillator” Data Sheet, SiT1_Rev B
- R.3.50 B. Ivira, R.Y. Fillit, Ph. Benech, F. Ndagijimana, G. Parat and P. Ancey, BAW resonators reliability in the GHz range, IEEE pp.3133-3136 (2006)
- R.3.51 P. Bar : Thèse de doctorat intitulée “Contribution à l’intégration de résonateurs à ondes acoustiques de volume au sein des fonctions actives et passives des récepteurs-émetteurs radiofréquences”, Université de Limoge (2008)
- R.3.52 Robert Aigner, SAW and BAW Technologies for RF Filter Applications: A Review of the Relative Strengths and Weaknesses, 2008 IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings, pp.582-589
- R.3.53 S.L. Pinkett and W.D. Hunt, TEMPERATURE CHARACTERISTICS OF ZNO-BASED THIN FILM BULK ACOUSTIC WAVE RESONATORS, 2001 IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM, pp.823-826
- R.3.54 Ivira, B.; Fillit, R.-Y.; Ndagijimana, F.; Benech, P.; Parat, G.; Ancey, P.: Self-heating study of bulk acoustic wave resonators under high RF power, Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on Volume 55, Issue 1, January 2008 Page(s):139 – 147
- R.3.55 Ivira, B.; Benech, P.; Ndagijimana, F.; Fillit, R.Y.; Parat, G.; Ancey, P.; Thermal Characterization for Reliability Assessment of Solidly Mounted Resonators, International Frequency Control Symposium and Exposition, 2006
- R.3.56 Fillit, R.-Y.; Ivira, B.; Boussey, J.; Fortunier, R.; Ancey, P.; Structural and thermal investigation for FBAR reliability in wireless applications Reliability Physics Symposium, 2005. Proceedings. 43rd Annual. 2005 IEEE International, April 17-21, 2005 Page(s):342 – 346
- R.3.57 J. Ellä, M. Ylilampi : Modelling of ZnO-based BAWs at high signal levels, Ultrasonics Symposium Proceedings IEEE Vol.1, Page(s): 985 – 988 (2002)
- R.3.58 R. Thalhammer and R. Aigner, Energy loss mechanisms in SMR–type BAW devices, Microwave Symposium Digest, 2005 IEEE MTT-S International , pp.4
- R.3.59 René Leleu, Transferts de chaleur, Techniques de l’ingénieur, J1080
- R.3.60 Alexandre Touraine, Chauffage par pertes diélectriques, Techniques de l’ingénieur, D830
- R.3.61 John D. Larson III, Yury Oshmyansky, “Measurement of Effective k_t^2 , Q , R_p , R_s vs. Temperature for Mo/AlN FBAR Resonators”, 2002 IEEE Ultrasonics Symposium, pp.939-943
- R.3.62 Brice Ivira: Thèse de doctorat intitulée “Fiabilité des résonateurs acoustiques de type BAW pour les applications dans le secteur des télécommunications”, Institut National Polytechnique de Grenoble (2006)
- R.3.63 W. Nelson, “Accelerated Testing: Statistical Models, Test Plans, and Data Analysis”, John Wiley & Sons, 1990
- R.3.64 Yamamoto, Takashi; Mizuno, Fumio, Degradation of Piezoelectric Properties at Resonant Operational Mode by a Large Input Power, Japanese Journal of Applied Physics, Volume 34, Issue 5B, pp. 2627 (1995)
- R.3.65 Hirose, Seiji; Aoyagi, Manabu; Tomikawa, Yoshiro, Dielectric Loss in a Piezoelectric Ceramic Transducer under High-Power Operation; Increase of Dielectric Loss and Its Influence on Transducer Efficiency, Japanese Journal of Applied Physics, Volume 32, Issue 5S, pp. 2418 (1993)
- R.3.66 Patrick O’connor: Practical reliability engineering, Wiley; 4 edition (2002)
- R.3.67 Schmidhammer, E.: Nonlinear effects in acousto-electric devices, 4th European Conference on Circuits and Systems for Communications, Page(s):221 – 226 (2008)
- R.3.68 K. S. Van Dyke, the piezo-electric resonator and Its equivalent network (pp742-764) (1928)
- R.3.69 J.D. Larson III, P. Bradler, S. Wartenberg, and R. Ruby, “Modified Butterworth-Van Dyke circuit for FBAR resonators and automated measurement system,” in Proc. IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 863- 868, 2000
- R.3.70 Bjurstrom, J. Vestling, L. Olsson, J. Katardjiev, I. : An accurate direct extraction technique for the MBVD resonator Model, Volume: 3, On page(s): 1241- 1244 34th European Microwave Conference, 2004
- R.3.71 [28– D. Feld, T. Jamneala, C. Wade, S. Fazzio, D. Hula, A. Chien, “Low insertion loss, high rejection handset duplexer for UMTS-1 (WCDMA) band,” in Proc. IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 101-104, 2005
- R.3.72 Frank Z. Bi and Bradley P. Barber: Improve MBVD Model to Consider Frequency Dependent Loss for BAW Filter Design, IEEE Ultrasonics Symposium pp 1025-1028 (2007)
- R.3.73 M. González, A. Ibarra, The dielectric behaviour of commercial polycrystalline aluminium nitride Diamond and Related Materials 9, 467 (2000)

- R.3.74 Robert Thalhammer, Gernot Fattinger, Martin Handtmann, Stephan Marksteiner: Ohmic effects in BAW-resonators, 2006 IEEE MTT-S International Microwave Symposium, vol.1 Page(s):390 - 393
- R.3.75 J. P. Holman, "Heat Transfer", McGraw-Hill Book Company, 6th. Edition, 1986
- R.3.76 Y. Kagawa, "Finite Element Simulation of a Composite Piezoelectric Ultrasonic Transducer," IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics, 1979
- R.3.77 H. Kawashima. An analysis of frequency temperature characteristics and electric equivalent circuit parameters of a new shape GT cut quartz crystal resonator. IEEE Ultrasonics Symposium Proc., No. 1, Canada, p. 465-470 (a t . 1989)
- R.3.78 H. F. Tiersten and B. K. Sinha, J. Appl. Phys., 50, p. 8038-8051 (1979)
- R.3.79 B. K. Sinha and H. F. Tiersten , J. Appl. Phys., 51, p. 4659-4665 (1980)
- R.3.80 B. K. Sinha : Stress Induced Frequency Shifts In Thickness-Mode Quartz Resonators, IEEE 1980 Ultrasonics Symposium -pp 813-818
- R.3.81 John A. Kosinski, Robert A. Pastore Jr., Xiaomeng Yang, Jiashi Yang, and Joseph A. Turner: Stress-Induced Frequency Shifts in Languisite Thickness-Mode Resonators, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 56, no. 1, January 2009
- R.3.82 S. Ballandras, E. Bigler, "Surface acoustic wave devices with low sensitivity to mechanical and thermoelastic stresses", J. Appl. Phys., vol. 72, no 8, pp. 3272-3281 (1992).
- R.3.83 Valery V. Felmetger and Pavel. N. Laptev: Stress Control in AlN and Mo Films for Electro Acoustic Devices, IEEE 2008, pp.629-633.
- R.3.84 John H. Sherman: Temperature Coefficient of the Frequency Shift Arising from Electrode Film Stress, IEEE Transactions On Sonics And Ultrasonics, Vol. 30, NO. 2, MARCH 1983
- R.3.85 Jean-Pierre Aubry: Composants piézo-électriques, Techniques de l'ingénieur, E 2 205 - pp1 - 24
- R.3.86 E.P.EERNISSE: Simultaneous thin-film stress and mass-change measurements using quartz resonators. J. Appl. Phys., vol. 43, no 4, pp. 1330-1337 (1972).
- R.3.87 E.P. EERNISSE: Extension of the double resonator technique. J. Appl. Phys., vol. 44 no 10, p. 4482 (1973).
- R.3.88 H. F. Tiersten, "Perturbation theory for linear electroelastic equations for small fields superposed on a bias," J. Acoust. Soc. Am., vol. 64, no. 3, pp. 832-837, 1978.
- R.3.89 J. A. Kosinski and R. A. Pastore, Jr., "Analysis of quartz and languisite STW device acceleration sensitivity," in Proc. IEEE Ultrasonics Symp., 2000, pp. 227-230.
- R.3.90 R . M. Taziev, "Stress, temperature and pressure behavior of SAW on languisite plates," in Proc. IEEE Int. Frequency Control Symp. And PDA Exhibition, 2001, pp. 227-234.
- R.3.91 J. J. Boy, R. J. Besson, E. Bigler, R. Bourquin, and B. Dulmet, "Theoretical and experimental studies of the force-frequency effect in BAW LGS and LGT resonators," in Proc. IEEE Int. Frequency Control Symp. and PDA Exhibition, 2001, pp. 223-226.
- R.3.92 R.C. Ruby; P. Bradley; Y. Oshmyansky; A. Chien; J.D. Larson, III, "Thin film bulk wave acoustic resonators (FBAR) for wireless applications", Ultrasonics Symposium, 2001 IEEE, vol.1, p.813-21, October 2001
- R.3.93 R.Aigner, Ngoc-Hoa Huynh; M. Handtmann; S. Marksteiner, "Behavior of BAW devices at high power levels", Microwave Symposium Digest, 2005 IEEE MTT-S International, pp.4,12-17,2005
- R.3.94 P. Bar : Contribution à l'intégration de résonateurs à ondes acoustiques de volume au sein des fonctions actives et passives des récepteurs-émetteurs radiofréquences, Thèse de doctorat, Université de Limoges (2008)
- R.3.95 L. Mourot, P. Bar, A. Giry, S. Joblot, G. Parat, S. Bila et J.-F. Carpentier: Nonlinear Behavior of CRF Device at High Power Level, IEEE SiRF, 2008
- R.3.96 Jaroslav Nosek: Drive Level Dependence of the Resonant Frequency in BAW Quartz Resonators and His Modeling, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 46, no. 4, pp.823-829 (1999)
- R.3.97 Ville Kaajakari, Tomi Mattila, Aarne Oja, and Heikki Seppä, Nonlinear Limits for Single-Crystal Silicon Microresonators, Journal Of Microelectromechanical Systems, Vol. 13, No. 5, OCTOBER 2004 pp.715-724
- R.3.98 Florin Constantinescu, Miruna Nitescu, Alexandru GabrielGheorghe: Circuit Models for Power BAW Resonators: Set-up and Implementation, 2007 IEEE, page(s): 1-6
- R.3.99 M. Nitescu, F. Constantinescu, A. G. Gheorghe: An A.C. Linear Parametric Behavioral Model of a Nonlinear BAW Resonator, 2008 IEEE, pp.176-179
- R.3.100 Sébastien Gribaldo: Modélisation nonlinéaire et en bruit de composants micro-ondes pour applications à faible bruit de phase, thèse de doctorat de l'Université Toulouse III - Paul Sabatier (2008)
- R.3.101 S.Zhou, W.Jiang, Y.Shui, Nonlinear bulk acoustic waves in anisotropic solids: propagation, generation, and reflection, J. Appl. Phys., vol. 78, 1 (1995) 39-46

- R.3.102 B.A. Auld, Acoustic fields and waves in solids, 2nd ed., Krieger, Malabar (1990)
- R.3.103 S.Takahashi et al., Nonlinear piezoelectric effect in ferroelectric ceramics, Jpn. J. Appl. Phys. vol. 37 (1998) 5592-5296
- R.3.104 P. Gonnard, Investigation on dielectric, mechanical and piezoelectric non-linearities in piezoceramics through a new equivalent circuit, Proc. 2000 12th IEEE Intern. Symp. on Applic. Ferroelectrics (2000) 691-694
- R.3.105 A.Albareda, J.H. Kayombo and E. Minguella: Nonlinear third harmonic generation in piezoceramics: direct and indirect contributions by intermodulation measurements, Proc. 2000 12th IEEE Intern. Symp. Applic. of Ferroelectrics (2001) 525-528
- R.3.106 S. Hirose, New method for measuring mechanical vibration loss and dielectric loss of piezoelectric transducer under high-power excitation, Jpn. J. Appl. Phys. vol. 33 (1994) 2945-2948
- R.3.107 J-H.Kayombo et al., Nonlinear measurement of piezoceramic resonators by the intermodulation method, Proc. 11th IEEE Intern. Symp. Applic. of Ferroelectrics (1998) 329-332
- R.3.108 A.Albareda et al., Nonlinear measurements of piezocomposite transducers with burst excitation, Proc. 2000 12th IEEE Intern. Symp. Applic. of Ferroelectrics (2001) 979-982
- R.3.109 A.Albareda et al., Nonlinear direct and indirect third harmonic generation in piezoelectric resonators by the intermodulation method, Rev. Sci. Instrum. vol. 72, 6 (2001) 2742-2749
- R.3.110 B.Kaltenbacher, M.Hofer, M.Kaltenbacher, R.Simkovics, and R.Lerch Identification of material nonlinearities in piezoelectric ceramics, IEEE Ultrasonics Symp. (2003) 358-361
- R.3.111 P. Gonnard Alfons Albareda, Paul Gonnard, V'eronique Perrin, Roland Briot, and Daniel Guyomar : Characterization of the piezoelectric ceramic mechanical nonlinear behavior, Proc. 11th Intern. Symp. on Applic. of Ferroelectrics, (1998), 353-356
- R.3.112 A. Norris, Finite amplitude waves in solids, in "Nonlinear acoustics", eds. M.F. Hamilton, D.T. Blackstone, Academic Press, San Diego (1998), 263-277
- R.3.113 M. Umeda, K.Nakamura, S.Ueha, The measurement of high-power characteristics for a piezoelectric transducer based on the electrical transient response, Jpn. J. Appl. Phys. vol.37 (1998) 5322-5325
- R.3.114 Hirose. S, Tomikawa. Y, Takano. T ; Takahashi. S: Improved measuring method of dielectric and mechanical losses of piezoelectric transducer under high-power excitation, Advances in science and technology, vol. 25, pp. 203-208 (1998)
- R.3.115 Alfons Albareda, Rafel Pérez, Jorge A. Casals, Jose E. Garcia, and Diego A. Ochoa: Optimization of Elastic Nonlinear Behavior Measurements of Ceramic Piezoelectric Resonators with Burst Excitation, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 54, no. 10, pp. 2175-2188 (2007)
- R.3.116 D. Petit, N. Abelé, A. Volatier, A. Lefevre, P. Ancey and J-F Carpentier, IEEE Ultrasonics Symposium, Page(s):1243 – 1246 (2007)
- R.3.117 G. Fattinger, A. Volatier, R. Aigner, and F. Dumont, BAW PCS-Duplexer Chipset and Duplexer Applications, IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings 602-606 (2008)
- R.3.118 R. Aigner, M. Handtmann: BAW resonator having piezoelectric layers oriented in opposed directions United States Patent US2006/0290446A1(2006)
- R.3.119 Edgar Schmidhammer, Habbo Heinze, Monika Schmiedgen, Markus Mayer, and Andreas Link: High volume Production of fully matched 5050 PCS-CDMA-BAW Duplexer , IEEE 2006 Ultrasonics symposium, pp329-332
- R.3.120 K.M. Lakin, K.T. McCarron, J.F. McDonald, and J. Belsick: Temperature Coefficient and Ageing of BAW Composite Materials, 2001 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition
- R.3.121 R.C. Ruby; P. Bradley; Y. Oshmyansky; A. Chien; J.D. Larson, III, "Thin film bulk wave acoustic resonators (FBAR) for wireless applications", Ultrasonics Symposium, 2001 IEEE, vol.1, p.813-21
- R.3.122 Ivira, B.; Benech, P.; Ndagijimana, F.; Fillit, R.Y.; Parat, G.; Ancey, P.; Thermal Characterization for Reliability Assessment of Solidly Mounted Resonators International Frequency Control Symposium and Exposition, 2006 IEEE
- R.3.123 Fillit, R.-Y.; Ivira, B.; Boussey, J.; Fortunier, R.; Ancey, P.; Structural and thermal investigation for FBAR reliability in wireless applications Reliability Physics Symposium, 2005. Proceedings. 43rd Annual. 2005 IEEE International, April 17-21, 2005 Page(s):342 – 346
- R.3.124 B. Ivira, R.Y. Fillit, Ph. Benech, F. Ndagijimana, G. Parat and P. Ancey, BAW resonators reliability in the GHz range, IEEE pp.3133-3136 (2006)
- R.3.125 Brice Ivira : Fiabilité des résonateurs acoustiques de type BAW pour les applications dans le secteur des télécommunications, Thèse de doctorat de Ecole doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatisme et

- Traitement du Signal de Grenoble INPG (2006)
- R.3.126 R. Aigner, "Bringing BAW Technology into Volume Production: The Ten Commandments and the Seven Deadly Sins", Proc. 3th Int. Symp. Acoustic Wave Devices for Future Mobile Communication Systems, 2007
- R.3.127 <http://www.jedec.org/>
- R.3.128 H. Livingston «SSB-1: Guidelines for using plastic encapsulated microcircuits and semiconductors in military, aerospace and other rugged applications», Vice –Chair, G-12 Solid State Device Committee of the government Electronics & Information Technology Association
- R.3.129 W. Nelson, "Accelerated Testing: Statistical Models, Test Plans, and Data Analysis", John Wiley & Sons, 1990
- R.3.130 Intel, "Knowledge Based Reliability Evaluation of New Package Technologies Utilizing Use Conditions", March 1999
- R.3.131 H. Caruso, A. Dasgupta, "A Fundamental Overview of Accelerated-Testing Analytic Models", 1998 IEEE Proceedings Annual Reliability and maintainability Symposium
- R.3.132 C.F. Dunn, J.W. McPherson, "Temperature-Cycling Acceleration Factors for Aluminium Metallization Failure in VLSI Applications", 1990 IEEE/IRPS
- R.3.133 R. Blish, N. Durrant, "Semiconductor Device Reliability Failure Models", International SEMATECH, Mai 31, 2000
- R.3.134 R.C. Blish II, « Temperature Cyclic and thermal Shock Failure Rate Modeling", 35th Annual Proceedings of the International Reliability Physics Symposium, IEEE, 1997, pp. 110-117
- R.3.135 SIMTEK nvSRAM Reliability Data, March 2004
- R.3.136 N. Chérault, G. Carlotti, N. Casanova, P. Geraud, C. Goldberg, O. Thomas, M. Verdier, "Mechanical characterization of low-k and barrier dielectric thin films"
- R.3.137 Centre de Transfert de Technologies Céramiques <http://www.cttc.fr/>
- R.3.138 Site Web www.goodfellow.com.
- R.3.139 S. M. Hu, Stress-related problems in silicon technology, J. Appl. Phys. 70 (1991), R53-R80
- R.3.140 S. M. Hu, Temperature Distribution and Stresses in Circular Wafers in a Row During Radiative Cooling J. Appl. Phys. 40, 4413 (1969)
- R.3.141 S. Manotas, F. Agullo-Rueda, J.D. Moreno, F. Ben-Hander and J.M. Martinez-Duart, Lattice-mismatch induced-stress in porous silicon films, Thin Solid Films 401 (2001) 306–309
- R.3.142 J.-J. Gagnepain, "Nonlinear properties of quartz crystal and quartz resonators: A review," in Proc. 35th Annu. Symp. Freq. Contr. 1981, pp. 14-30
- R.3.143 E.P. EerNisse, "Quartz resonator frequency shifts arising from electrode stress, in 29th Proc. Annu. Symp. Freq. Contr., 1975, pp.14
- R.3.144 J.A. Kusters and J. G. Leach, "Further experimental data on stress and thermal gradient compensated crystals," in Proc. IEEE 1977, pp.282 -284
- R.3.145 E.D. Fletcher and A.J. Douglas, "A Comparison of the Effects of Bending Moments on the Vibrations of AT and SC (or TTC) Cuts of Quartz," in Proc. 33rd Annu. Symp. Freq. Contr., 1979, pp. 346-350
- R.3.146 S. Ballandras, W. Daniau, E. Henry-Briot, G. Marianneau and G. Martin: sensitivity of STW resonators to radial in-plane stress distribution: theory and experiments, IEEE IFCS, 1999
- R.3.147 E. Bigler, S. Ballandras : Stress sensitivity coefficients : a general approach for bulk, rayleigh and surface transverse waves, Int. Freq. Cont. Symp(1996)
- R.3.148 S. Ballandras, "Sensitivity of BAW devices to radial in-plane stress distribution, comparison between analytic and finite element results," in Proc. 5th Eur. Freq. and Time Forum, Besancon, 1991
- R.3.149 John A. Kosinski, An Observation on Quartz Resonator Aging IEEE, 1992
- R.3.150 R. Filler, J. Kosinski, V. Rosati, and J. Vig, "Aging studies on quartz crystal resonators and oscillators," in Proc. 38th Annu. Symp. Freq. Contr., 1984, pp. 225-231
- R.3.151 R. Filler, R. Lindenmuth, J. Messina, V. Rosati, and J. Vig, "The aging of resonators and oscillators under various test conditions," in Proc. 41st Annu. Symp. Freq. Contr., 1987, pp. 444-451
- R.3.152 J. R. Vig and T. R. Meeker, "The aging of bulk acoustic wave resonators, oscillators, and filters," in Proc. 45th Annu. Symp. Freq. Contr. (IEEE), 1991, pp. 77-101
- R.3.153 Hélène Brillet-Rouxel : Thèse de l' Université Joseph Fourier, 2007: Etude expérimentale et numérique des phénomènes de fissuration dans les interconnexions de la Microélectronique
- R.3.154 G.G. Stoney, The Tension of Metallic Films Deposited by Electrolysis, Proceedings of the Royal Society of London, vol. A82, pp.172-175, 1909

- R.3.155 S. P. Timoshenko, "Analysis of bi-metal thermostats," J. Opt. Soc. Amer. vol. 11, pp. 233–255, 1925
- R.3.156 Kang Ping Wang, Yonggang Young Huang, Abhijit Chandra, and Kai Xiong Hu, Interfacial Shear Stress, Peeling Stress, and Die Cracking Stress in Trilayer Electronic Assemblies, IEEE Transactions On Components And Packaging Technologies, Vol. 23, NO. 2, pp-309-316 (2000)
- R.3.157 Suhir E. Predicted thermal stresses in a bimaterial assembly adhesively bonded at the ends, Journal of applied Physics, Vol. 89, pp 120-129
- R.3.158 [1.] [23-Hess MS 'The end problem for a laminated elastic Strip-II, Differential Expansion Stresses'. Journal of Composite Materials, pp.630-641 (1969)
- R.3.159 Grimado, PB, "Interlaminar Thermoelastic Stresses in Layered Beams", Journal of Thermal Stresses, pp75-86 (1978)
- R.3.160 Chen WT & Nelson CW, Thermal Stresses in Bonded Joints, IBM Journal of Research and Development, pp-179-188 (1979)
- R.3.161 E. Suhir, "Stresses in bi-metal thermostats," ASME J. Appl. Mech., vol. 53, pp. 657–660, 1986
- R.3.162 Jiang ZQ, Huang Y and Chandra A, Thermal stresses in layered electronic assemblies", Journal of Electronic Packaging, ASME, 127-132 (1997)
- R.3.163 Ru CQ, Interfacial Thermal Stresses in Bimaterial Elastic Beams: Modified Beam Models Revisited, Journal of Electronic Packaging, ASME, pp.141-146 (2002)
- R.3.164 Hess MS 'The end problem for a laminated elastic Strip-I, The general solution, Journal of Composite Materials, pp.262-280 (1969)
- R.3.165 Klingbeil NW and Beuth JL, On the design of debond-resistant bimaterials Part I: Free-edge singularity approach, Engineering Fracture Mechanics. Elsevier, pp.93-110 (2000)
- R.3.166 Klingbeil NW and Beuth JL, On the design of debond-resistant bimaterials Part II: A comparison of free-edge and interface crack approaches, Engineering Fracture Mechanics. Elsevier, pp.111-128 (2000)
- R.3.167 Pan TY and Pao. YH, Deformation in Multilayer Stacked Assemblies, Journal of Electronic Packaging, ASME, pp.30-34 (1990)
- R.3.168 Hsueh CH, Thermal Stress in Elastic Multilayer Systems, Thin Solid Films. Elsevier. (418) 182- 188(2002)
- R.3.169 Pao YH, Eisele E, Interfacial Shear and Peel Stresses in Multilayered Thin Stacks Subjected to uniform Thermal loading, Journal of Electronic Packaging, ASME, pp.164-172(1991)
- R.3.170 Mirman B, Microelectronics and the Built-Up-Bar Theory, Journal of Electronic Packaging, ASME, pp. 384-388 (1992)
- R.3.171 Mirman B, Interlaminar Stresses in Layered Beams, Journal of Electronic Packaging, ASME, pp. 389-396 (1992)
- R.3.172 Zhao JH, Dai X, Ha P, Analysis and Modeling Verification for Thermal-mechanical Deformation in Flip-chip Packages, IEEE Electronics Components and Technology Conference, pp.336-344 (1998)
- R.3.173 T. D. Moore, Thermomechanical Peeling in Multilayer Beams and Plates—A Solution from First Principles," International Journal of Solids and Structures, 42, 271–85 (2005)
- R.3.174 D. Chen, S. Cheng, and T. D. Gerhart, "Thermal stresses in laminated beams," J. Thermal Stresses, vol. 23, pp. 67–84, (1982)
- R.3.175 E. Suhir, "An approximate analysis of stresses in multilayered elastic thin films," ASME J. Appl. Mech., vol. 55, pp. 143–148, 1988
- R.3.176 E. Suhir, "Interfacial stresses in bimaterial thermostats," ASME J. Appl. Mech., vol. 56, pp. 596–600, 1989
- R.3.177 W.-L. Yin, "Thermal stresses and free-edge effects in laminated beams: A variational approach using stress functions," ASME J. Electron Packag., vol. 113, pp. 68–75 (1991)
- R.3.178 B. A. Mirman and S. Knecht, "Creep strains in an elongated bond layer," IEEE Comp., Packag., Manufact. Technol., vol. 13, pp. 914–928 (1990)
- R.3.179 Stephen P. Timoshenko and J.N. Goodier: Theory of Elasticity (McGraw-Hill Book Company, New. York, 3rd ed. 1987
- R.3.180 J. H. Lau, "A note on the calculation of thermal stresses in electronic packaging by finite element methods," ASME J. Electron. Packag., vol.111, pp. 313–320 (1989)
- R.3.181 E. Suhir, "Approximate evaluation of the elastic thermal stresses in a thin film fabricated on a very thick circular substrate," ASME J. Electron. Packag., vol. 116, pp. 171–176 (1994)
- R.3.182 A. Y. Kuo, "Thermal stresses at the edge of a bimetallic thermostat," ASME J. Appl. Mech., vol. 56, pp. 585–589 (1989)
- R.3.183 M. Lee and I. Jasiuk, "Asymptotic expansions for the thermal stresses in bonded semi-infinite bimaterial strips," ASME J. Electron. Packag., vol. 113, pp. 173–177, 1991

- R.3.184 H. B. Mirman, Effects of peeling stresses in bimaterial assembly, ASME J. Electron. Packag., vol. 113, pp. 431–433 (1991)
- R.3.185 S. M. Heinrich, S. Shakya, and P. S. Lee, “Improved analytical estimate of global CTE mismatch displacement in areal-array solder joints,” ASME J. Electron. Packag., vol. 119, pp. 218–227, 1997
- R.3.186 Chun-Hway Hsueh, Sanboh Lee, Hung-Yi Lin, Analyses of mode I edge delamination by thermal stresses in multilayer systems, Composites: Part B 37 (2006) 1–9 (2006)
- R.3.187 T.D. Moore and J.L. Jarvis: A simple and fundamental design rule for resisting delamination in bimaterial structures. Microelectronics reliability 43, 487–494 (2003)
- R.3.188 T.D. Moore, J.L. Jarvis, The Peeling Moment—A Key Rule for Delamination Resistance in I.C. Assemblies, ASME J. Electron. Pack. 126 (2004) 106
- R.3.189 B.J. Aleck, J. Appl. Mech. 16 (1949) 118
- R.3.190 S.M. Hu, Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 5
- R.3.191 T.T. Chen, H.C. Wu, C.L. Lin, J. Cryst. Growth 249 (2003) 44
- R.3.192 J. Klein, Opt. Eng. 40 (2001) 1115
- R.3.193 C.H. Hsueh, J. Appl. Phys. 88 (2000) 3022
- R.3.194 X.C. Zhang, B.S. Xu, H.D. Wang, Y.X. Wu, J. Appl. Phys. 100 (2006) 113524
- R.3.195 X.C. Zhang, B.S. Xu, H.D. Wang, Y.X. Wu, Thin Solid Films 515 (2006) 2251
- R.3.196 E. Suhir, J. Appl. Phys. 89 (2001) 3685
- R.3.197 J.W. Eischen, C. Chung, J. Kim, “Realistic Modeling of Edge Effect Stresses in Bimaterial Elements,” J. Electron. Pack. 112 (1990) 16
- R.3.198 Masaki Omiya, Kikuo Kishimoto, and Wei Yang: Multi-Stage Peel Tests and Evaluation of Interfacial Adhesion Strength for Microand Opto-Electronic Materials, Micro- and Opto-Electronic Materials and Structures: Physics, Mechanics, Design, Reliability, Packaging, Éditeur Springer US ,Pages B403-B429 (2007)
- R.3.199 A.G. Evans and J.W. Hutchinson, The thermomechanical integrity of thin films and multilayers, Acta Metallurgica Materialia, 43, pp. 2507–2530 (1995)
- R.3.200 Zhenghao Gan, S.G. Mhaisalkar, Zhong Chen, Sam Zhang, Zhe Chen, K. Prasad , Study of interfacial adhesion energy of multilayered ULSI thin film structures using four-point bending test, Surface & Coatings Technology 198 (2005) 85– 89
- R.3.201 Jean Courbon : Théorie de l'élasticité, techniques de l'ingénieur, A305-1 - A306-17
- R.3.202 Jean Courbon: Déformations et contraintes dans un milieu continu, techniques de l'ingénieur, A303-1 - A303-11
- R.3.203 Jean Courbon: Calcul des structures, techniques de l'ingénieur A300-1 – A-300-4
- R.3.204 A. Torabi, W. E. Hoke, J. J. Mosca, J. J. Siddiqui, R. B. Hallock, and T. D. Kennedy: Influence of AlN nucleation layer on the epitaxy of GaN/AlGaIn high electron mobility transistor structure and wafer curvature. J. Vac. Sci. Technol. B , 23 (3), 1194 (2005)
- R.3.205 Jean, A., Khakani, M. A., Chaker, M., Boily, S., Gat, E., Kieffer, J. C., et al. (1993). Biaxial Young's modulus of silicon carbide thin films. Appl. Phys. Lett. , 62 (18), 2200
- R.3.206 D. Leguillon, E. Sanchez-Palencia: Computation of singular solutions in elliptic problems and elasticity, Masson, Paris, 1987
- R.3.207 D. François, A. Pineau, A. Zaoui, Comportement mécanique des matériaux, Hermès, volumes 1 et 2, 1992
- R.3.208 C. H. Hsueh, C. R. Luttrell, S. Lee, T. C. Wu and H. Y. Lin: Interfacial Peeling Moments and Shear Forces at Free Edges of Multilayers Subjected to Thermal Stresses, J. Am. Ceram. Soc., Vol.89, pp.1632–1638 (2006)
- R.3.209 Galdric SIBIUDE, Etude des contraintes résiduelles dans des capteurs NEMS résonants, Rapport de master CEA-Grenoble (2008)
- R.3.210 C. H. Hsueh and A. G. Evans, “Residual Stresses in Metal/Ceramic Bonded Strips,” J. Am. Ceram. Soc., 68, 241–8 (1985)
- R.3.211 E. E. Gdoutos: Fracture Mechanics, an introduction, 2nd Edition. Springer, p311
- R.3.212 S. S. Wang and I. Choi, “Boundary-Layer Effects in Composite Laminates: Part 1—Free-Edge Stress Singularities,” J. Appl. Mech., 49, 541–8 (1982)
- R.3.213 H. H. Yu, M. Y. He, and J. W. Hutchinson, “Edge Effects in Thin Film Delamination,” Acta Mater., 49, 93–107 (2001)
- R.3.214 C. Kassapoglou and P. A. Lagace, “An Efficient Method for the Calculation of Interlaminar Stresses in Composite Materials,” J. Appl. Mech., 53, 744–50 (1986)
- R.3.215 J. P. H. Webber and S. K. Morton, “An Analytical Solution for the Thermal Stresses at the Free Edges of Laminated Plates,” Compos. Sci. Technol, 46, 175–85 (1993)

- R.3.216 W. Xie and S. K. Sitaraman, “Interfacial Thermal Stress Analysis of Anisotropic Multi-Layered Electronic Packaging Structures,” ASME J. Electron. Packaging, 122, 61–6 (2000)
- R.3.217 A. S. D. Wang and F. W. Crossman, “Edge Effects on Thermally Induced Stresses in Composite Laminates,” J. Compos. Mater., 11, 300–12 (1977)
- R.3.218 S. Sakai, K. Kawasaki, and N. Wada, “Stress-Distribution Analysis in Structured GaAs-Layers Fabricated on Si-Substrates,” Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990) pp. L853-L855
- R.3.219 S. C. Jain, A. H. Harker, A. Atkinson, and K. Pinardi, “Edge-Induced Stress and Strain in Stripe Films and Substrates—A 2-Dimensional Finite-Element Calculation,” J. Appl. Phys., 78, pp 1630–1637 (1995).
- R.3.220 P. Villain, P. Goudeau, P.-O. Renault and K.F. Badawi : Détermination du module d'Young dans des films minces de tungstène par diffraction des rayons X, J. Phys. IV France 12 (2002) Pr6-147-153
- R.3.221 Z. C. Feng and H. D. Liu, “Generalized Formula for Curvature Radius and Layer Stresses Caused by Thermal Strain in Semiconductor Multilayer Structures,” J. Appl. Phys., 54, 83–5 (1983).
- R.3.222 Daniel Royer and E. Dieulesaint: Elastic Waves In Solids I: Free And Guided Propagation, Springer 2000

CHAPITRE IV : ETUDE D'UN FILTRE PASSE BANDE A BASE DE BAW

Introduction du chapitre 4:

L'application filtrage est l'une des deux principales applications visées par les dispositifs BAW dans la téléphonie mobile. Les filtres RF que l'on souhaite étudier sont les filtres passe-bande. En effet, de nombreux filtres passe bande sont nécessaires pour concevoir les terminaux mobiles modernes, c'est pourquoi c'est sur ce type de filtre que va se focaliser ce chapitre. Il s'agit de quadripôles électriques dont les caractéristiques en fréquence sont spécifiées à l'aide d'un gabarit caractérisé par :

- Une bande de fréquence (appelée bande passante du filtre) dans laquelle l'atténuation du signal, associée aux pertes d'insertion du filtre, ne doit pas dépasser une limite fixée par le gabarit étant donné qu'elles correspondent à une atténuation du signal utile.

- Des plages de fréquences dans lesquelles le signal doit subir une atténuation la plus grande possible (le niveau de réjection du filtre) de façon à atténuer au maximum les signaux parasites.

Outre les spécifications données par ce gabarit, un filtre passe-bande est aussi caractérisé par :

- Un niveau d'impédance donné en entrée et en sortie
- Un type d'entrée-sortie (elles peuvent être référencées à la masse ou différentielles)
- Un niveau de puissance maximale acceptable en entrée (notamment pour les filtres TX utilisés en émission)
- La gamme de température dans laquelle on peut l'utiliser (limitée par la dérive en température du composant)
- Un niveau maximal de génération d'effets nonlinéaires à la sortie du filtre
- Des dimensions qui restent un paramètre critique pour l'intégration dans les systèmes de téléphonie mobile.

Plusieurs travaux sont menés pour atteindre ces objectifs et permettre la mise en production des filtres BAW pour diverses applications de la téléphonie mobile^[R.4.1-R.4.6]. On peut citer notamment les travaux réalisés dans le cadre des projets européens MARTINA, MIMOSA, MINAMI et MOBILIS. Ces projets visent à développer une plateforme technologique basée sur le téléphone portable pour des applications d'Intelligence Ambiante (Ambiant Intelligent Applications). L'objectif de ces projets consiste aussi à améliorer les performances afin de pouvoir s'adapter aux contraintes liées à la téléphonie mobile. L'objectif final est de développer des applications et des technologies à faible coût, à grand volume de production, à faible consommation et des composants de petite taille^[R.4.7-R.4.13].

Dans ce chapitre, on s'intéresse aux filtres BAW dédiés à l'application filtrage à fort signal. Notre objectif est d'étudier les principaux effets qui peuvent impacter la fiabilité du composant, notamment l'effet d'une puissance RF importante sur la bande passante d'un filtre BAW SMR, sur ses pertes

d'insertion, sur la dérive en fréquence et sur les éventuelles dégradations au niveau de ses différents résonateurs en fonction de l'amplitude et la fréquence du signal RF appliqué. On s'intéresse aussi particulièrement à la distribution de la puissance RF dans le filtre en fonction de la fréquence. Dans un premier temps, le filtre BAW utilisé comme véhicule de test est présenté.

I. Présentation du véhicule de test:

Le dispositif étudié sous puissance RF a été réalisé dans le cadre de la thèse de Pierre Bar ^[R.4.14-R.4.16]. Pour les applications « fort signal » de la téléphonie mobile (comme par exemple le filtre Tx, par lequel est transmise la puissance dans un duplexeur), le filtrage utilisant la technologie BAW repose sur des règles et des architectures de conception très strictes afin de réduire les effets non souhaités évoqués auparavant dans la littérature ^[R.4.17-R.4.22], tout en respectant les exigences des standards de la téléphonie mobile. Compte tenu des spécifications visées, l'architecture d'un filtre en échelle à 3,5 sections ^[R.4.5], introduite dans le premier chapitre, est choisie lors de la conception du filtre dans le cadre d'un développement commun entre STMicroelectronics et le LETI. Les sept résonateurs unitaires du filtre étudié sont des SMR sur un substrat de silicium, montés sur un miroir de Bragg de quatre couches utilisant la technologie SiN(1,16 μ m)/SiOC(280nm). Les différentes couches du réflecteur de Bragg sont dimensionnées avec des épaisseurs qui correspondent à un quart de la longueur d'onde visée par les filtres de réception du WCDMA développés au LETI. En effet, un réflecteur de Bragg spécifiquement dimensionné pour la bande DCS (qui sera définie ultérieurement) n'a pas pu être réalisé. Néanmoins, il a été vérifié que dans cette gamme de fréquence le réflecteur de Bragg joue son rôle en confinant efficacement le mode d'épaisseur ^[R.4.14].

Les électrodes en molybdène ont une épaisseur de 250 nm. L'épaisseur de la couche d'AlN est de 1,54 μ m. La distance entre les résonateurs a été réduite à moins de 20 μ m pour limiter les pertes résistives liées aux interconnexions. Il en résulte une très forte compacité du filtre réalisé (**FIG.4-1**), qui offre pour encombrement total de 1,25 mm². Le coefficient de couplage mesuré sur le résonateur série est de 6,5% alors que celui des résonateurs parallèle est de 6,2%. Les dimensions des résonateurs parallèles sont de 140*95 μ m² tandis que les résonateurs série présentent des dimensions qui sont plus élevées (170*170 μ m²).

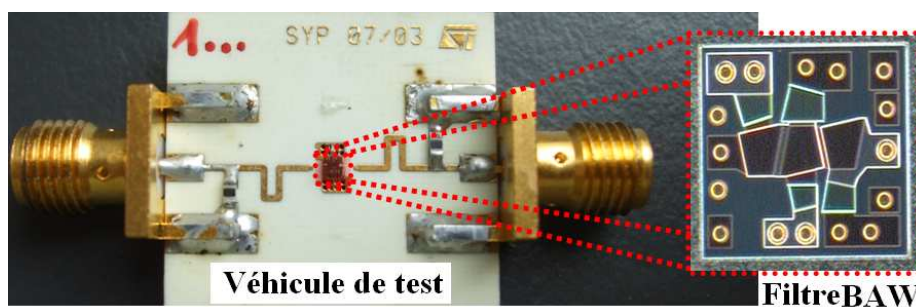


FIG.4-1: Photographie du véhicule du test et du filtre BAW réalisé pour le mode de fonctionnement à fort signal

II. Caractérisation du filtre BAW à faible puissance RF:

Avant de procéder à la caractérisation du dispositif sous forte puissance RF, une première caractérisation des paramètres S du filtre est effectuée à 0dBm suite à une calibration standard de type Short-Open-Load-Thru (SOLT) en utilisant un analyseur de réseau vectoriel (VNA) (Agilent Technologies N5230A). Dans le cas d'un filtre BAW, comparé au cas d'un résonateur 1 port, on doit tenir compte, pour le calcul, de la puissance dissipée P_d lors du bilan de puissance des termes correspondant à la puissance transmise P_t et de la puissance réfléchie P_r . Le bilan des puissances dans un filtre passe bande est décrit par la **FIG.4-2**. Ainsi, on peut écrire la relation suivante qui permet de calculer le pourcentage de puissance RF dissipée dans le filtre en fonction de la fréquence grâce à la relation suivante :

$$P_{in}(f) = P_r(f) + P_t(f) + P_d(f) \quad (Eq.4-1)$$

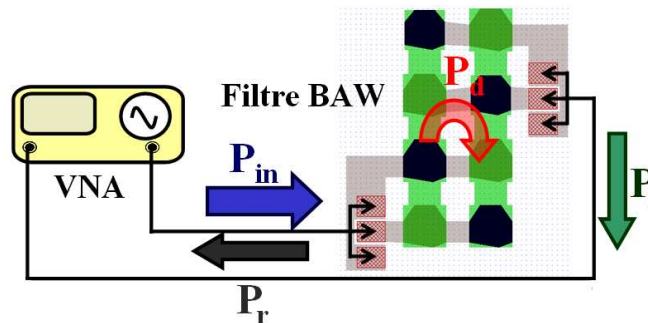


FIG.4-2: Bilan de puissance dans un filtre BAW

Les résultats de mesure des paramètres S sur le filtre étudié sont donnés sur la **FIG.4-3**. La puissance dissipée est déduite à partir de l'(Eq.4-1).

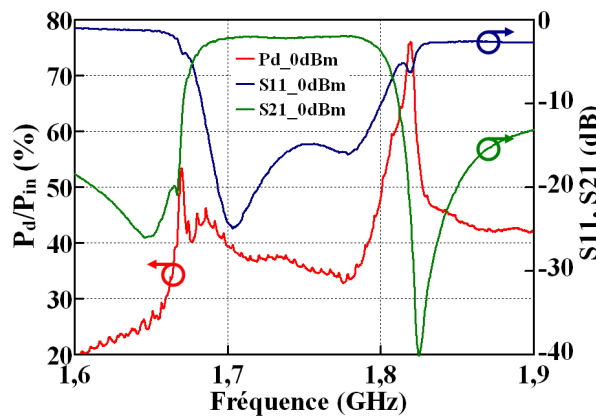


FIG.4-3: Mesure du paramètre de réflexion S11, de transmission S21 à 0dBm et calcul de la puissance dissipée dans le filtre BAW SMR en fonction de la fréquence

D'après les résultats obtenus, le filtre présente des pertes d'insertion inférieures à 2,4dB sur toute la bande passante et une réjection hors bande autour de 15dB. La bande passante a une largeur de 75MHz et est parfaitement centrée autour de 1,75GHz. On peut remarquer sur la courbe de puissance dissipée la présence de deux pics relativement importants sur le front montant et sur le front descendant de la bande passante. Le deuxième pic (vers la fin de la bande passante) correspond au

maximum de dissipation de puissance, estimé à 78% de la puissance à l'entrée, qui est répartie selon des proportions différentes entre les sept résonateurs du filtre, comme on le verra par la suite. La forte dissipation au début et à la fin de la bande passante est connue dans la littérature [R.4.4, R.4.17, R.4.22], c'est une conséquence de la forte réjection dans la bande de transition : plus la réjection est forte, plus le pic de puissance dissipée est élevé comme le montre la **FIG.4-3**.

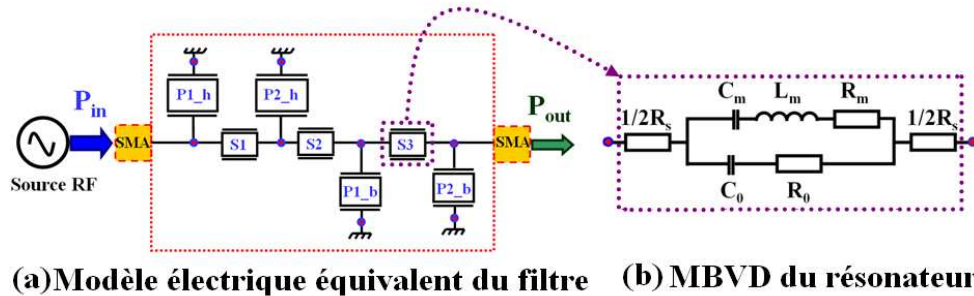


FIG.4-4: (a) Modèle électrique équivalent du filtre construit à partir des modèles MBVD équivalents des résonateurs comme celui dans (b)

Afin d'évaluer la distribution de la puissance dans les résonateurs du filtre, un modèle électrique équivalent du filtre étudié est mis en place (**FIG.4-4**). Ce modèle correspond à l'assemblage des modèles électriques MBVD des résonateurs élémentaires constituant le filtre (**FIG.4-4(b)**). Ces modèles sont obtenus suite à des mesures indépendantes du paramètre S11 des résonateurs identiques aux résonateurs composant le filtre, et qui sont situés à proximité du filtre sur la plaque pour réduire l'incertitude. L'extraction des paramètres du circuit électrique équivalent MBVD est faite en suivant les méthodes décrites dans la littérature pour modéliser chaque résonateur autour de sa fréquence de résonance [R.4.23]. La **FIG.4-5** présente les paramètres S11 et S21 mesurés et simulés du filtre étudié. On observe une bonne correspondance entre les deux réponses.

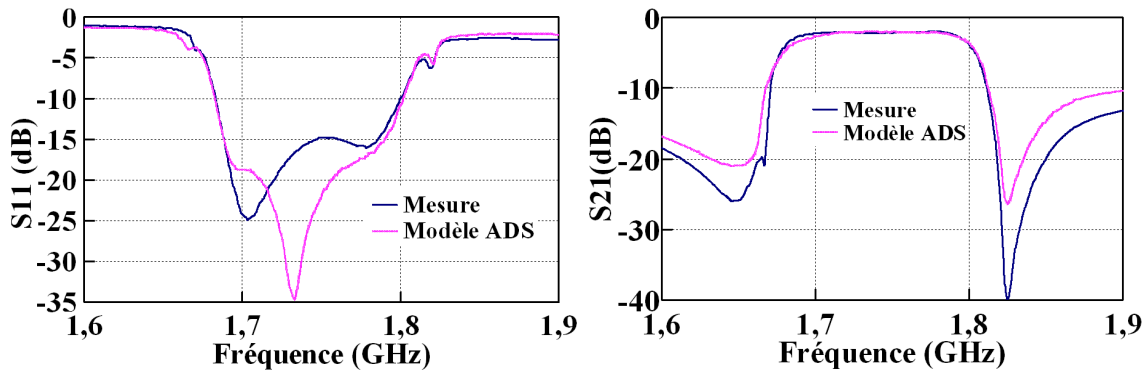


FIG.4-5: Comparaison des résultats de mesure et de simulation par modèle équivalent ADS des paramètres (a) S11 et (b) S21 du filtre étudié

Ce modèle permet d'extraire la puissance dissipée dans chaque résonateur en fonction de l'amplitude et de la fréquence du signal à l'entrée, en calculant les courants et les tensions à chaque nœud du modèle électrique équivalent (**FIG.4-6**).

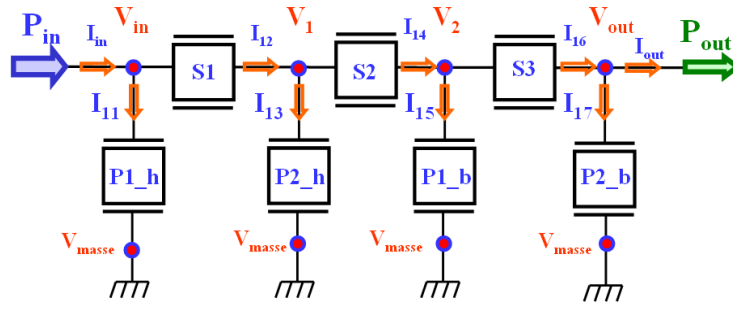


FIG.4-6: Méthode de calcul de la puissance dissipée dans chaque résonateur par extraction des couples courant I et tension V dans chaque nœud du circuit équivalent

En calculant la valeur de la puissance dissipée dans chaque résonateur du filtre pour une valeur de $P_{in}=31\text{dBm}$ (1,26W) en fonction de la fréquence (**FIG.4-7**), trois résonateurs semblent avoir la plus grande densité de puissance dissipée. Ces résonateurs sont le premier résonateur parallèle, le premier résonateur série et le deuxième série (**FIG.4-7(a)**). La puissance dissipée dans les quatre autres résonateurs reste relativement faible (**FIG.4-7(b)**). Dans la partie suivante, on s'intéresse à la caractérisation du filtre étudié sous puissance RF élevée.

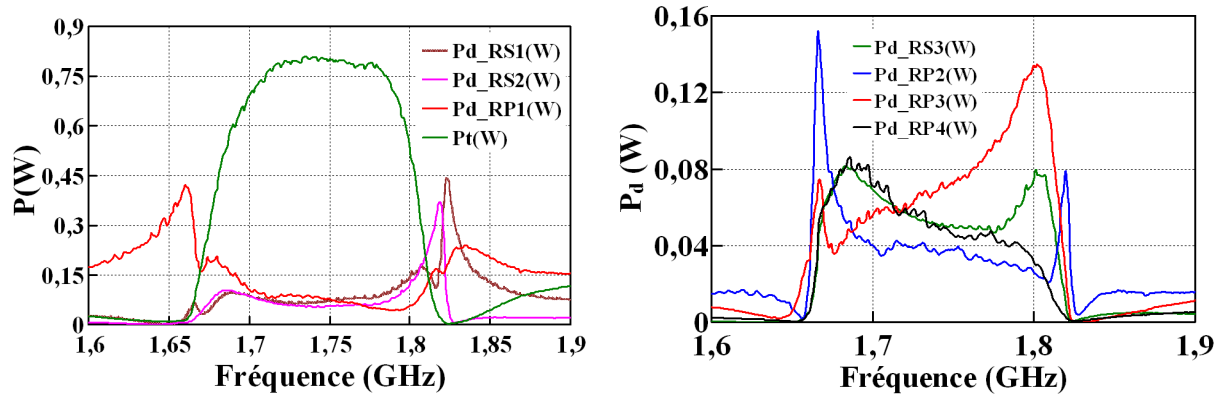


FIG.4-7: Extraction de la puissance dissipée dans (a) les trois résonateurs les plus critiques du filtre (le premier résonateur parallèle et les deux premiers résonateurs séries) pour $P_{in}=1,26\text{W}$, P_t est la puissance transmise (b) pour les 4 autres résonateurs moins critiques

III. Caractérisation sous forte puissance RF:

Le filtre, utilisé comme véhicule de test, est développé pour effectuer un filtrage du signal RF à la sortie de l'amplificateur dans la chaîne RF (filtrage post-PA) pour la bande DCS (Digital Communication System est la variante du GSM à 1800 MHz avec une émission dans la bande 1710-1785 MHz et une réception dans la bande 1805-1880 MHz). Il possède une impédance d'entrée et de sortie de 25Ω . La transformation de l'impédance à 50Ω est réalisée de manière externe sur le substrat d'accueil. L'objectif visé lors de la conception du filtre est l'obtention d'un niveau minimal de pertes d'insertion au détriment de fortes réjections hors de la bande passante. En effet, il est plus important pour la fonction de filtrage en transmission de réduire les pertes d'insertion afin de réduire l'amplification et par conséquent la consommation de la chaîne RF. Ce filtre présente par contre une

forte réjection des harmoniques supérieures (H2 et H3) de l'amplificateur (>40dB) ce qui est également important dans notre cas.

Une campagne de caractérisation complète sous forte puissance du filtre BAW est engagée, dont le but consiste à évaluer les performances atteignables par la technologie issue des développements communs entre STMicroelectronics et le LETI. La mesure des « paramètres S » sous forte puissance est délicate à faire, et nécessite des équipements coûteux qui ne sont pas communément disponibles dans les laboratoires RF car leur utilisation est réduite et on peut les remplacer par des montages un peu complexes conçus à partir des équipements RF « classiques ».

Remarque: Normalement, on parle de paramètres S quand il s'agit de puissance en régime petits signaux. Dans notre cas, les puissances appliquées sont assez élevées, mais on continue à utiliser la notion des paramètres S pour simplifier la compréhension de ce travail, sachant que S11 dans ce cas correspond au rapport de la puissance réfléchie par la puissance incidente et S21 correspond au rapport de la puissance transmise par la puissance incidente.

Dans notre cas, on s'intéresse uniquement aux modules des paramètres S (ce qui permet d'avoir accès au modules de la puissance transmise, réfléchie et dissipée). Ceci simplifie beaucoup la conception du banc RF présenté par la suite. L'idée de base de notre banc de mesure est de s'approcher du mieux possible d'une vraie mesure des paramètres S en retrouvant nos plans de référence au niveau de l'entrée et de la sortie du dispositif et obtenir une réflexion et une transmission nulles pour un filtre 2 ports. Ainsi, on est sûr de mesurer les vraies réflexion et transmission du dispositif étudié et non pas celles des équipements de la chaîne de mesure localisés avant ou après le filtre. La présence d'un élément actif tel que l'amplificateur de puissance interdit la mesure directe des paramètres de réflexion, c'est pourquoi il faut passer par un « faux-paramètre » de transmission en utilisant un circulateur qui permet de récupérer le signal réfléchi à l'entrée du filtre sur un des ports de l'analyseur. Pour ces mesures on utilise plutôt le VNA 4-ports qui permet la mesure simultanée des différents paramètres de transmission. Autour de la bande passante, le pas de mesure est de 7,5kHz, et il est de 1MHz ailleurs. Etant donné que les conditions de calibration sont différentes pour la mesure en réflexion et la mesure en transmission, les paramètres «S11» et «S21» sont mesurés indépendamment l'un de l'autre avec deux montages différents (**FIG.4-8 (a) et (b)**).

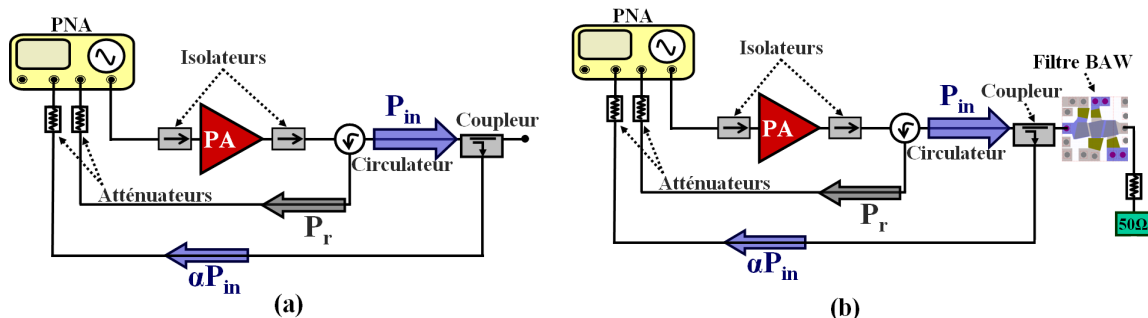


FIG.4-8: Banc de mesure utilisé pour (a) la calibration et (b) la mesure de la puissance réfléchie du filtre BAW sous forte puissance RF

La **FIG.4-8(a)** décrit le montage utilisé pour la calibration. Le principe du montage utilisé consiste à annuler le coefficient de réflexion dû au montage. Pour cette raison, on laisse l'endroit où l'entrée du filtre sera connectée en circuit ouvert et on procède à une calibration en transmission (en mode « response ») pour annuler les contributions des équipements utilisés dans la chaîne de mesure. Cette calibration est nécessaire à chaque variation de niveau de puissance. On vérifie ensuite sur l'analyseur que l'amplitude du S21 (qui correspond dans notre montage à la réflexion du circuit avant le filtre) est bien à 0dB. L'introduction du filtre BAW dans le circuit (**FIG.4-8(b)**) entraîne une variation de la réflexion en fonction de la fréquence, qui correspond à la réflexion du filtre. Pour cette mesure, on se place dans les conditions de fonctionnement du filtre, c'est-à-dire qu'on impose une forte atténuation suivie d'une charge de 50Ω : idéalement, toute la puissance transmise par le filtre est absorbée et aucune puissance n'est réfléchi à partir de la sortie du filtre. Le coupleur localisé avant le filtre permet de connaître le niveau de puissance effectif à l'entrée du filtre. Cette procédure permet également de vérifier que les mesures du S11 et du S21 (qui seront détaillées par la suite) sont faites à un même niveau de puissance. Cette vérification est nécessaire étant donné que les mesures du S21 et S11 sont faites séparément et que le niveau de puissance à la sortie de l'amplificateur peut varier dans le temps.

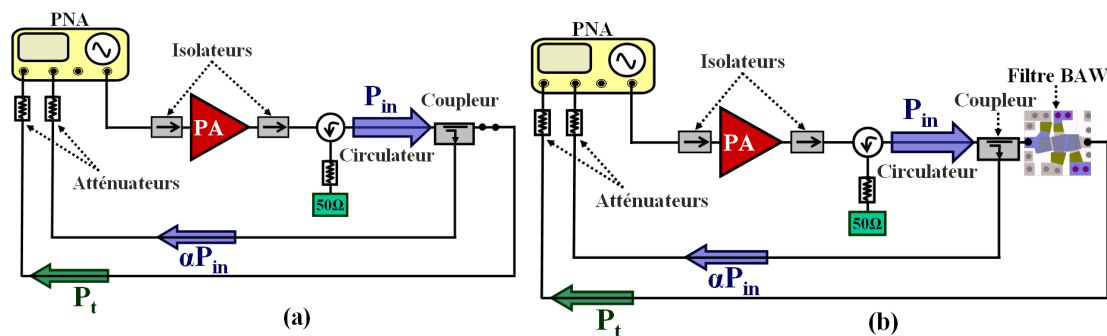


FIG.4-9: Banc de mesure utilisé pour (a) la calibration et (b) la mesure de la puissance transmise par le filtre BAW sous forte puissance RF

On s'intéresse dans un second temps à la mesure du S21 du filtre BAW à forte puissance. La **FIG.4-9** montre le principe de calibration et le banc RF utilisé pour la mesure du S21 à forte puissance RF. On cherche à annuler cette fois-ci la transmission du banc de caractérisation afin de mesurer la transmission du filtre BAW uniquement. Dans cette optique, on remplace le filtre BAW par une connectique RF de très faibles pertes d'insertion (thru) et on procède à une calibration en transmission (en mode « response ») pour maximiser la transmission de la chaîne de mesure RF. Le circulateur n'est pas utile dans cette mesure du S21 mais il faut le conserver quand même pour reproduire les conditions de mesure identiques à celle mise en œuvre pour la mesure du S11. Le signal réfléchi dans ce cas est atténué puis absorbé par une charge 50Ω connectée au circulateur. Une fois la calibration terminée, on remplace la connectique par le filtre BAW et on mesure le module du S21. Le niveau de puissance P_{in} est aussi mesuré et comparé au niveau de puissance P_{in} lors de la mesure du S11. Il est

vérifié que l'amplificateur est suffisamment stable pour que les niveaux de signal à l'entrée du filtre lors des deux mesures (S_{11} et S_{21}) soit identique.

Une étape importante avant de procéder aux mesures du filtre BAW sous haute puissance consiste à valider le banc de mesure. Ceci peut se faire en faisant, par exemple, la mesure du S_{11} avec le banc décrit par la **FIG.4-8 (b)** et la mesure du S_{21} avec le banc montré sur la **FIG.4-9 (b)** à 0dBm. Pour cela, il faut introduire un atténuateur à l'entrée du filtre pour pouvoir comparer les résultats de ces deux mesures avec les résultats obtenus auparavant avec une calibration de type SOLT à 0dBm. Les résultats obtenus sont montrés sur la **FIG.4-10**. Ils montrent une très bonne concordance entre les modules des paramètres S mesurés avec les deux méthodes définies précédemment, ce qui permet de valider notre méthode de caractérisation.

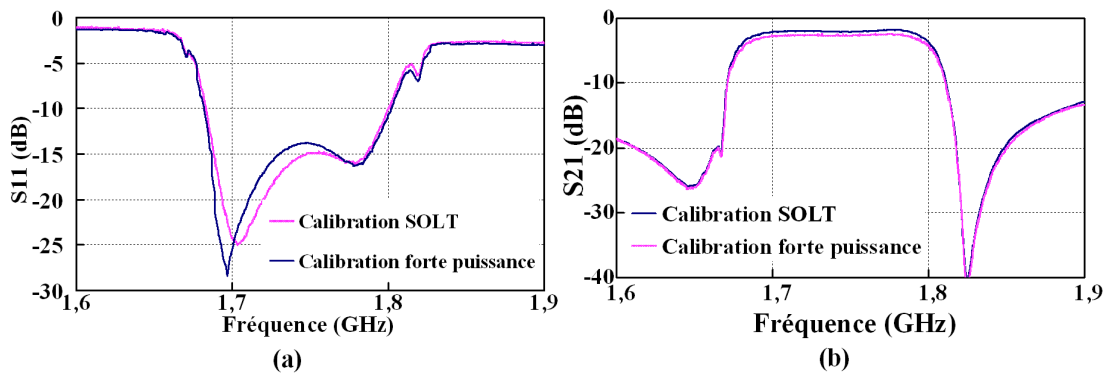


FIG.4-10: Comparaison entre le résultat de mesure du (a) S_{11} et (b) S_{21} suite à une calibration SOLT et la calibration à puissance élevée proposée

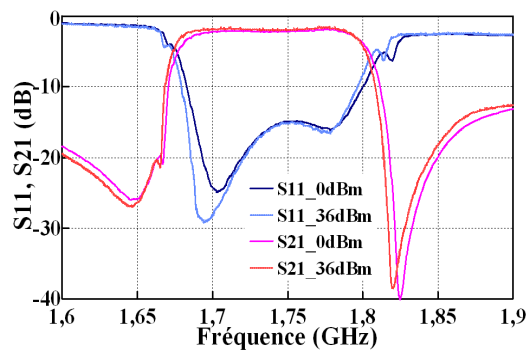


FIG.4-11: Comparaison de la mesure du S_{11} et S_{21} du filtre BAW à 0dBm et à 36dBm

Ensuite, les paramètres S_{11} et S_{21} du filtre sont mesurés pour des puissances effectives allant de 0dBm jusqu'à 36dBm. A titre d'exemple, on montre sur la **FIG.4-11** le résultat de la mesure à 0dBm (avec une calibration standard SOLT) et le résultat de la mesure suivant la méthode décrite précédemment à 36dBm. Le premier résultat à relever est la bonne tenue en puissance du filtre étudié, qui ne subit aucune détérioration à un niveau de puissance aussi élevé. De plus, on ne voit pas d'augmentation remarquable des pertes d'insertion ni du paramètre de réflexion dans la bande passante. Le niveau d'isolation n'est lui non plus pas impacté par la présence d'un signal RF d'aussi haut niveau. Toutes ces constatations témoignent de la bonne adaptation des dispositifs BAW aux applications à forte puissance : les BAW présentent en effet des performances proches de celles des filtres céramiques,

tout en offrant les avantages de la miniaturisation ainsi que de faibles pertes d'insertion. Cependant, on observe une translation en fréquence négative (vers les basses fréquences) quand on monte en puissance (**FIG.4-11**). Ce décalage en fréquence des courbes S21 et S11 n'est pas constant et dépend de la fréquence d'observation. Ce résultat est très attendu car, comme cela a été expliqué lors de l'étude du résonateur sous puissance RF, l'auto-échauffement de chaque résonateur entraîne une variation de fréquence Δf qui est proportionnelle à la puissance dissipée, à la résistance thermique du dispositif R_{th} et au TCf:

$$\frac{\Delta f}{f} \approx \Delta T \times TCf = P_d R_{th} \times TCf \quad (\text{Eq.4-2})$$

La **FIG.4-3** montre que la puissance dissipée dans le filtre n'est pas constante à toutes les fréquences et qu'en fonction de $P_d(f)$, la courbe à 36dBm par exemple est plus au moins translatée par rapport à la courbe à 0dBm. Cette translation peut être observée sur le front montant et descendant de la courbe du S21 pour un niveau de S21 égale à -10dB par exemple. On sait que le pic de puissance dissipée est plus important sur le front descendant que sur le front montant ce qui explique une translation observée plus importante à 1,82GHz en comparaison de celle observée à 1,67GHz.

La partie qui précède était dédiée à l'étude du comportement d'un filtre BAW sous puissance RF élevée. Cette étude se fondait principalement sur la méthode de mesures des paramètres S et la modélisation par circuit électrique équivalent. Nous présentons dans la partie qui suit une troisième méthode originale pour la caractérisation thermique du filtre BAW sous puissance RF importante, à savoir la technique de thermographie modulée (Lock-In Thermography **LIT**). Le protocole d'expérimentation est monté à Halle en collaboration avec l'institut Fraunhofer de Halle pour la mécanique des matériaux (Fraunhofer Institute for Mechanics of Materials IWM).

IV. Caractérisation thermique du filtre par thermographie modulée:

IV.1. Introduction à la mesure thermique :

Le terme « thermographie » signifie « écrire avec la chaleur » et désigne toute technique de représentation spatiale et/ou temporelle de l'état thermique (chaleur ou température) d'une scène considérée. Dans notre cadre, cette représentation est obtenue par le relevé des rayonnements électromagnétiques (appelés rayonnements thermiques) émis par la scène. En effet, tout objet ayant une température au-dessus du zéro absolu émet un flux thermique dû à l'agitation des molécules de la matière qui est fonction de sa température. Le rayonnement thermique couvre approximativement la gamme de 0,1 à 1000 μm tandis que la thermographie infrarouge classique (qui n'est qu'un cas particulier de la thermographie, même si elle est la plus connue) va de 2 à 14 μm ^[R.4.24]. Elle consiste à mesurer les rayonnements infrarouges en provenance de tous les points de la scène analysée ^[R.4.24,R.4.31]. Contrairement à la technique d'inspection dans le visible, dont les images que l'on obtient font appel aux caractéristiques de surface des objets ^[R.4.25], l'émission infrarouge est non seulement influencée par

les caractéristiques d'émissivité de la surface mais également par une combinaison des caractéristiques thermodynamiques et structurelles reflétant la structure interne d'un objet^[R.4.26]. L'inspection en thermographie infrarouge, qui consiste à détecter la présence d'un gradient de température, peut se faire selon deux approches: active et passive. On parle de la thermographie active lorsque le gradient thermique se produit du fait de sollicitations dues aux conditions mêmes de l'essai, c'est à dire de la contrainte appliquée à l'échantillon, telle qu'une densité de courant électrique ou une puissance RF etc. Dans ce cas, le processus de détection nécessite l'apport d'une stimulation thermique extérieure afin de provoquer l'apparition d'un gradient thermique. Par opposition, la thermographie passive consiste à observer la distribution des températures de surface de l'éprouvette testée et n'utilise pas de stimulation extérieure : l'objet à inspecter génère naturellement un gradient thermique. La technique que nous utilisons dans ce mémoire relève de la thermographie infrarouge active, technique qui touche principalement au domaine de la production et au contrôle de qualité en microélectronique. L'approche active comporte principalement trois volets: la stimulation thermique de l'échantillon, l'acquisition temporelle de la réponse thermique, et l'analyse numérique de la réponse^[R.4.27]. La stimulation thermique dans notre cas se fait par l'application d'une puissance RF au filtre étudié. Cette stimulation peut être impulsionnelle, périodique ou une combinaison des deux (impulsionnelle à une certaine fréquence). Une fois l'échantillon sollicité thermiquement, l'étape suivante consiste en l'acquisition de la réponse thermique en fonction du temps. C'est l'étape la plus sensible et la plus cruciale de la mesure thermique. En effet, la procédure de l'acquisition temporelle de la réponse thermique, qui est l'étape de détection du flux thermique émis par le composant, est déterminante pour la qualité de la mesure thermique, comme on le verra par la suite. Le flux émis par l'échantillon étudié est absorbé puis converti par un détecteur. Plus de détails concernant la détection en thermographie infrarouge sont donnés en annexe.

Avec les développements considérables dans le domaine de l'imagerie thermique, la thermographie infrarouge devient une technique financièrement abordable et son domaine d'application n'est plus restreint aux activités de recherche: elle devient une technique industrielle importante pour l'inspection non destructive car elle offre un large panel d'applications telles que la mesure thermique, le contrôle de qualité des produit après encapsulation et l'étude de la fiabilité des circuits intégrés^[R.4.33]. A titre d'exemple, cette technique permet de prévoir d'éventuels dysfonctionnements grâce à l'apparition de points « chauds » dans le champ thermique rayonné par les systèmes en fonctionnement. Il permet la détection des problèmes de corrosion des métaux, le délaminage entre couches minces à l'issue d'essais environnementaux, l'observation du comportement et la dégradation de matériaux soumis à des essais de fatigue, la discontinuité au sein d'une interconnexion suite à un effet d'électromigration, les problèmes de court-circuit dans les différents niveaux d'interconnexions etc^[R.4.33-R.4.35]. Les principaux critères régissant l'évolution des différentes techniques d'imagerie thermique, (au-delà de la simplicité et de la réduction du coût et de la taille), sont la résolution spatiale

(exprimée en nombre de détecteurs sur la matrice), le faible bruit superposé au signal utile qui définit la résolution thermique et la résolution temporelle (la fréquence de trame).

Il existe deux principales techniques d'évaluation non destructive par thermographie infrarouge active utilisées dans le monde industriel et une troisième technique plus récente qui exploite une combinaison des deux méthodes mais qui reste moins utilisée comparée aux deux autres (plutôt pour des études de recherche). Ces techniques sont :

- La thermographie pulsée (TP) [R.4.36-R.4.38]
- la thermographie modulée (TM) [R.4.39-R.4.41]
- la thermographie de phase pulsée (TPP) [R.4.38,R.4.39]

Ces techniques se fondent sur les mêmes principes de diffusion et de réflexion thermique, mais leurs approches diffèrent dans la mise en œuvre de la stimulation et du traitement numérique de la réponse thermique. Les caractéristiques démontrées par chacune ainsi que les concepts théoriques correspondantes sont bien décrits dans la littérature et nous en présentons un bref survol. Suite à la sollicitation thermique, l'information à soumettre au traitement numérique (flux thermique rayonné) est d'abord stockée sous la forme d'un thermogramme (**FIG.4-12**) qui représente simultanément une information spatiale, temporelle et thermique ($T(x,y,t)$).

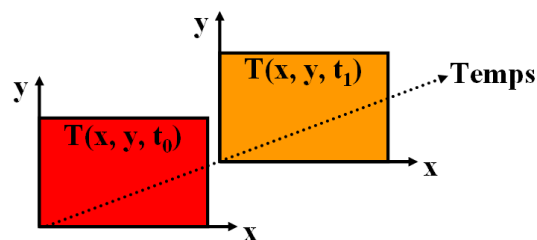


FIG.4-12: Illustration d'un thermogramme avec évolution spatiale et temporelle de la température

IV.1.1. La Thermographie Pulsée (TP):

Le principe de la TP consiste à stimuler la surface de l'échantillon à l'aide d'une impulsion thermique qui génère à la surface un gradient (idéalement uniforme) qui se propage par diffusion sous la surface inspectée, provoquant le transitoire thermique nécessaire à l'inspection. L'onde thermique réfléchie vers la surface dépend de la diffusivité thermique du milieu de propagation (qui représente la vitesse de pénétration et d'atténuation d'une onde thermique dans un milieu [R.4.47]), des interfaces entre deux milieux différents (comme pour les ondes optiques et acoustiques), des discontinuités physiques, etc. Cette technique est la plus populaire des approches thermographiques actives grâce à sa rapidité (mode de stimulation impulsionnelle qui ne dure pas plus que quelques secondes), sa facilité de mise en œuvre, et la simplicité relative du traitement numérique des thermogrammes, qui sont des facteurs importants dans l'industrie.

IV.1.2. La Thermographie Modulée (TM):

La deuxième technique populaire de thermographie active est la thermographie modulée. La stimulation dans une expérience de TM est de type périodique à une fréquence spécifique f_{TM} . Le traitement numérique consiste à extraire le module et la phase de la réponse thermique une fois le régime permanent atteint. Les images de phase sont moins sensibles aux caractéristiques optiques et infrarouges à la surface, de même qu'aux non-uniformités des sources de stimulation et fournissent des renseignements importants qui permettent la détection des défaillances dans l'empilement. De plus, la profondeur d'inspection peut être ajustée en fonction de la fréquence de stimulation f_{TM} , ce qui est d'une grande utilité pour l'analyse des différents niveaux dans un empilement technologique. L'utilisation d'une stimulation périodique permet également de limiter le phénomène de la diffusion latérale du flux thermique hors de la surface d'intérêt, ce qui est très important pour notre étude car cela permet de déterminer le plus précisément possible la température des résonateurs. En effet, la qualité des travaux publiés sur l'étude thermique des BAW pâtit visiblement des conséquences du phénomène de diffusion latérale de la chaleur (**FIG.4-13**), qui entraîne le refroidissement du dispositif étudié et la diminution de sa température ^[R.4.19,R.4.44].

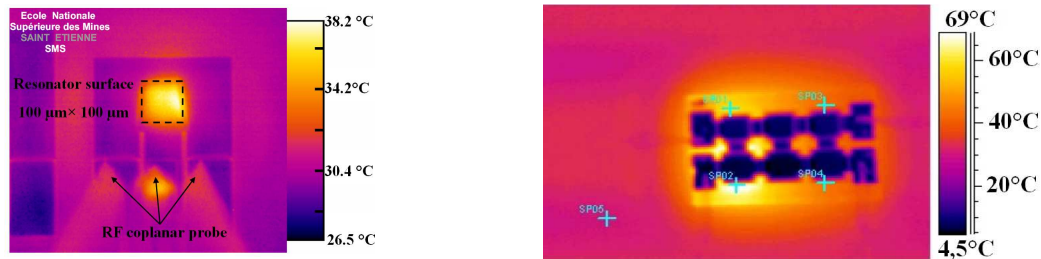


FIG.4-13: Imageries Infrarouge publiées dans la littérature montrant l'auto-échauffement sous puissance RF importante d'un résonateur BAW SMR ^[R.4.19] et d'un filtre BAW ^[R.4.44]

L'utilisation de cette technique permet d'améliorer considérablement la limite de détection de la thermographie infrarouge en raison du moyennage des signaux obtenus périodiquement (il est possible d'atteindre une résolution en température $<100\mu K$ pour un temps d'acquisition de 30 min par exemple avec une fréquence de stimulation autour de 20Hz). De même, la résolution spatiale peut atteindre $1,3\mu m$ en utilisant des lentilles à immersion ^[R.4.43]. La TM est un outil de caractérisation thermique assez puissant et qui possède une sensibilité de détection plus performante que la TP mais présente l'inconvénient d'être plus lente.

IV.1.3. La thermographie de phase pulsée (TPP):

Cette technique exploite les principes d'analyse des deux méthodes précédentes. La procédure pour effectuer une expérience de type TPP consiste à stimuler la surface de l'échantillon avec une impulsion thermique dont la durée varie de quelques millisecondes à plusieurs secondes en fonction des propriétés thermique du matériau à inspecter, puis à enregistrer le thermogramme de ce premier transitoire est (exactement comme dans le cas d'une TP classique). Cette procédure est répétée toutes

les Δt (donc avec une certaine fréquence de sollicitation, comme pour la TM). Les thermogrammes obtenus sont ensuite traités par la transformée de Fourier discrète (TFD) 1D (encore appelée la transformée de Fourier rapide : c'est une transformation facile à implémenter avec de nombreux avantages en ce qui concerne le traitement des images^[R.4.45]). La TFD est appliquée pixel par pixel pour avoir accès à des données en amplitude et phase^[R.4.46]. Ainsi, cette technique permet d'offrir en même temps la rapidité de la TP et d'excellentes performances en analyse thermique, aussi bonnes que celles de la TM.

Parmi les deux premières techniques d'inspection, c'est sans doute la TM qui produit les meilleurs résultats de détection. Cependant, la **TP** demeure une technique fortement utilisée en milieu industriel du fait des avantages cités auparavant. La dualité temps-fréquence mise en équation par le biais de la transformée de Fourier permet de relier les deux méthodes pour donner la troisième méthode qui a pris son essor au cours de ces dernières années, et semble être la technique de l'avenir.

Dans le cadre de notre étude, l'utilisation de la deuxième méthode paraît largement suffisante pour atteindre les objectifs visés par cette campagne de mesure (l'étude de la répartition de la température et de la puissance RF dans un filtre BAW en fonction de la fréquence du signal RF envoyé et la puissance dissipée). L'étude aurait été plus simple (du point de vue de la réalisation expérimentale et de l'interprétation des résultats obtenus) sur un résonateur seul toutefois, du fait des difficultés liées au protocole expérimental et des délais de préparation des échantillons, seul le filtre présenté dans ce chapitre est caractérisé. Le banc de test utilisé ainsi que ses caractéristiques, importantes pour l'étude, sont décrites dans le paragraphe qui suit.

IV.2. Banc de tests et protocole expérimental:

Dans la présente étude, la technique TM est utilisée pour caractériser thermiquement le filtre SMR sous des niveaux de puissance RF élevés et étudier la répartition de la chaleur dans ses différents résonateurs en fonction de la fréquence. Un banc RF spécifique est mis en place pour connaître avec précision la puissance RF dissipée à l'intérieur de l'ensemble du dispositif. Le principe de l'expérimentation consiste à stimuler le filtre à l'aide d'une source de puissance RF modulée en amplitude, ce qui a pour conséquence l'apparition d'un flux thermique suite à la dissipation de puissance dans le filtre. La réponse thermique est acquise avec une thermo-caméra infrarouge équipée d'une optique dédiée pour avoir une forte résolution spatiale (de $1,5\mu\text{m}$ à $5\mu\text{m}$ en fonction de la distance en Z entre la caméra et l'échantillon). Les signaux obtenus sont utilisés pour calculer l'amplitude et la phase de la réponse thermique. Pour la mesure de la température et la détection des sources de chaleur locale (« hot spot »), le signal en amplitude est le plus riche en informations car il est directement proportionnel à la puissance dissipée au niveau du résonateur. La mesure de phase permet, elle, de détecter les défaillances et les endommagements qui peuvent apparaître suite à l'application d'une puissance élevée.

Le banc utilisé pour la caractérisation thermique du filtre BAW à l'aide de la technique TM est décrit sur la **FIG.4-14**. Il est constitué principalement de deux parties fonctionnelles (stimulation et acquisition) et d'une partie de commande qui gère le banc de mesure. La première partie fonctionnelle assure la génération et la mesure des différents signaux RF (incident, réfléchi et transmis) en fonction de la fréquence et de l'amplitude du signal envoyé. Elle est constituée d'une source RF, d'un amplificateur de puissance, d'un isolateur pour protéger l'amplificateur de toute puissance réfléchie, d'un coupleur qui envoie une partie de P_{in} vers le premier Wattmètre (pour contrôler en permanence le niveau de puissance à l'entrée du filtre), d'un circulateur (qui renvoie la puissance réfléchie par le filtre vers le deuxième Wattmètre), et d'un wattmètre protégé par un atténuateur à la sortie du filtre, dont le rôle consiste à mesurer la puissance transmise par le filtre.

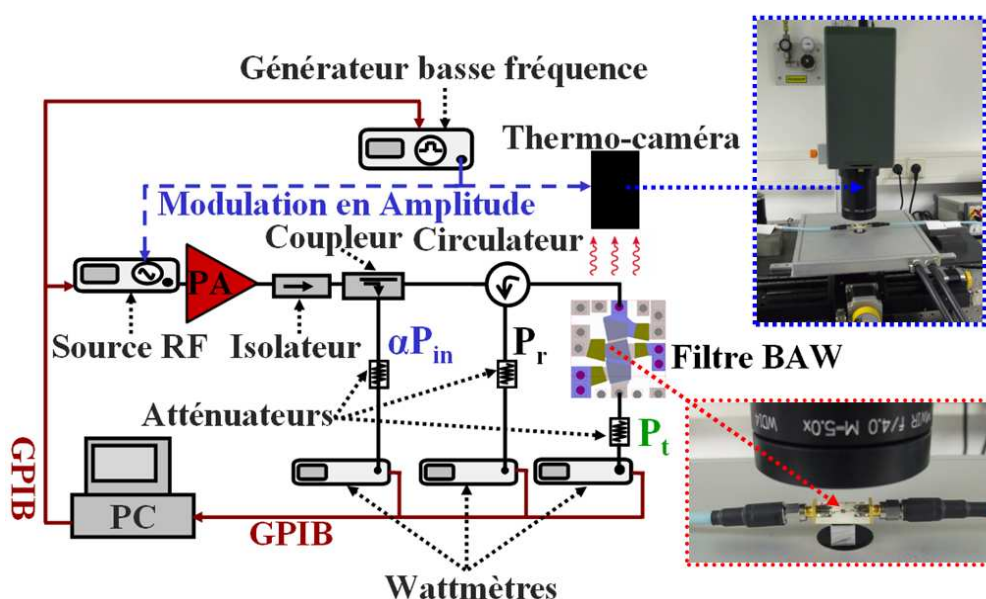


FIG.4-14: Banc utilisé pour la caractérisation thermique d'un filtre BAW sous forte puissance à l'aide de la technique de thermographie modulée

La deuxième partie importante du montage est la partie dédiée à la mesure thermique qui est composée d'une caméra IR, d'un chuck chauffant à forte stabilité en température pour réaliser l'étalonnage avant la mesure, et d'un générateur basse fréquence qui délivre un signal carré à basse fréquence (25Hz) pour commander l'acquisition des thermogrammes. Pour assurer la synchronisation de la partie RF avec le système d'acquisition IR, ce même générateur de puissance commande aussi l'émission du signal RF en modulant la source en amplitude. Ainsi, la source se comporte comme si elle était allumée sur une demi période et éteinte sur l'autre demi période avec $T = 4 \cdot 10^{-2} s$. L'amplificateur de puissance permet d'avoir un niveau d'amplification constant. Finalement, l'ensemble du système est piloté par un système informatique qui permet de commander le générateur basse fréquence et l'acquisition des résultats expérimentaux.

Une étape clef de la mesure thermique est la calibration en température. Le principe de cette étape est basé sur le principe de la détection en thermographie infrarouge expliqué au début de cette partie. En

effet, la caméra IR ne sait « lire » que des flux thermiques. Un étalonnage préalable de la température est donc nécessaire pour faire le lien entre le flux thermique reçu et la vraie température de l'échantillon. Il faut également se souvenir du fait que les échantillons sont généralement composés de différents matériaux d'émissivités différentes, donc pour la même température d'échantillon, deux flux thermiques différents sont mesurés du fait de la différence des émissivités. Ceci est un effet à corriger bien évidemment. L'émissivité des matériaux dépend de la température comme cela est bien connu dans la littérature^[R.4.48]. Toutefois, pour des températures faibles (inférieures à 100°C), cet effet est faible. Ainsi, l'étape d'étalonnage résoud pratiquement toutes ces questions, sous réserve de quelques précautions à prendre. L'étalonnage doit être fait sur une plage qui inclue la plage des températures attendues, et le nombre de mesures doit être suffisant pour pouvoir déduire le plus précisément possible la loi entre le flux de température et la température de l'échantillon. Il faut s'assurer également de la stabilisation de l'échantillon à la température d'étalonnage avant de faire la mesure afin de minimiser l'erreur expérimentale. La méthode d'étalonnage est schématiquement décrite (d'une façon très simplifiée) par la **FIG.4-15**.

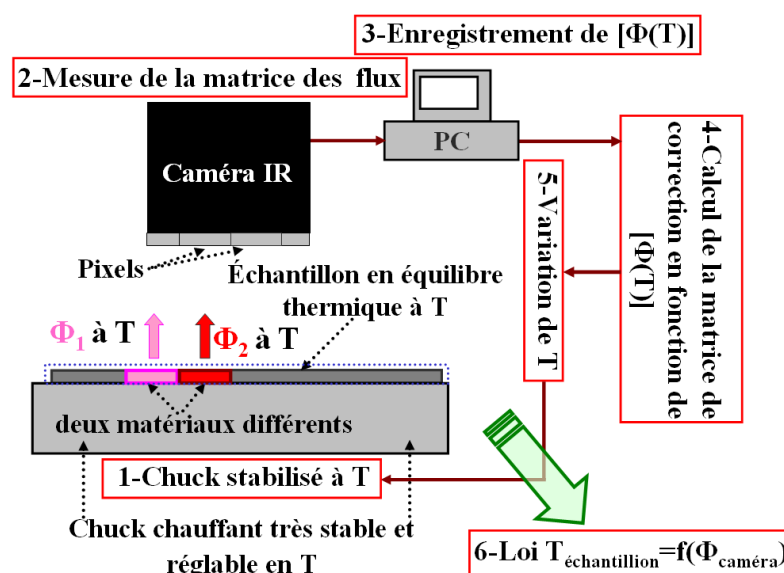


FIG.4-15: Principe de la méthode de calibration d'émissivité utilisée pour la mesure à l'aide de la TM

Dans la suite on présente quelques résultats obtenus à l'issue de cette campagne de mesure.

IV.3. Résultats et interprétation:

IV.3.1. Répartition de la puissance RF dans le filtre BAW:

Dans un premier temps, les résultats qualitatifs sont présentés et discutés. On s'attache ensuite à aborder les aspects quantitatifs. La **FIG.4-16** montre un premier exemple des résultats obtenus. En ce qui concerne la qualité de ces résultats, cette figure montre une bonne résolution spatiale, thermique (on arrive à bien différencier les niveaux d'échauffement des différents résonateurs), et une forte

atténuation de la diffusion de chaleur autour des résonateurs en comparaison des résultats existant dans la littérature : toute l'énergie thermique est confinée dans les résonateurs ou dans les lignes métalliques qui présentent une dissipation due à l'effet Joule. Il est également important de discuter les résultats thermiques en fonction des résultats des simulations ADS (**FIG.4-7**). On voit que les résonateurs qui chauffent le plus pour cette fréquence (1,815GHz) sont respectivement le 2^{ème} résonateur série puis le 1^{er} résonateur série et le 1^{er} résonateur parallèle, ce qui est en accord avec les résultats de simulation par ADS des puissances dissipées obtenues vers 1,820GHz (si on tient compte de la variation négative de fréquence de $\approx -5\text{MHz}$). A cette fréquence, le filtre BAW n'est plus passant, ce qui explique l'absence de puissance en sortie.

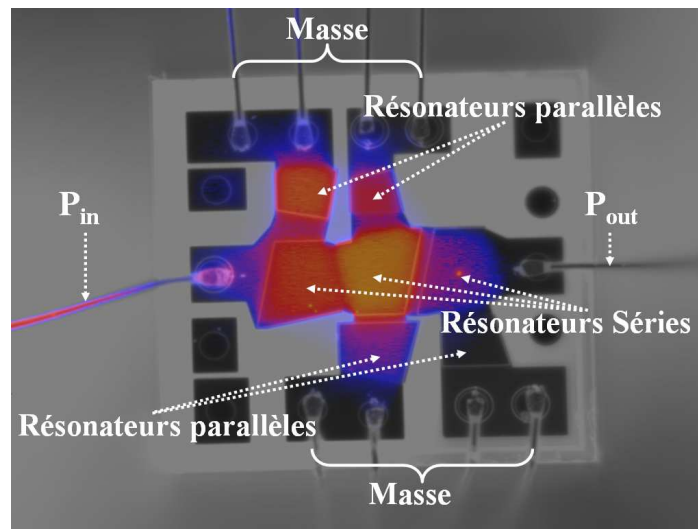


FIG.4-16: Image thermique d'un filtre BAW obtenue par la technique de thermographie modulée à une fréquence de 25Hz pour $P_{in}=31\text{dBm}$ et $f=1,815\text{GHz}$ qui correspond au pic de dissipation de puissance

La **FIG.4-17** montre la variation de la répartition de puissance entre les différents résonateurs du filtre en fonction de la fréquence du signal P_{in} par rapport à la bande passante du filtre. La première figure montre l'image thermique du filtre juste avant la bande passante (front montant). Une faible partie de

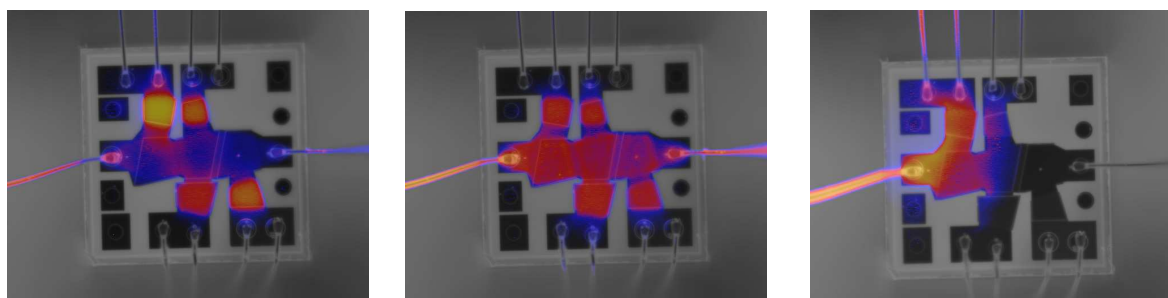


FIG.4-17: Image thermique d'un filtre BAW montrant la répartition de la puissance dissipée en fonction de la fréquence du signal RF (a) juste avant la bande passante, (b) au milieu de la bande passante (c) après la bande passante

la puissance passe à la sortie du filtre tandis que la plus grande partie est dissipée dans les résonateurs parallèles. La deuxième figure montre l'état thermique du filtre au milieu de la bande passante. Il

apparaît que la dissipation de la puissance n'a pas uniquement lieu dans les résonateurs parallèles mais aussi dans les résonateurs séries : les sept résonateurs montrent des auto-échauffements assez proches, ce qui est en accord avec les résultats de la simulation électrique en milieu de bande. La troisième figure montre la répartition de la puissance dissipée dans le filtre loin de sa bande passante (1,9GHz). A cette fréquence, une grande partie de la puissance incidente est réfléchiée par le filtre, tandis que 40% à peu près de la puissance est dissipée (principalement dans le premier résonateur parallèle et en second lieu dans le 1^{er} résonateur série).

IV.3.2. Estimation de la température maximale en fonction de la puissance dissipée:

La dernière partie de ce travail consiste à estimer l'auto-échauffement du filtre en fonction de la puissance dissipée. Cette estimation reste approximative pour plusieurs raisons. En effet, la puissance RF n'est pas uniquement dissipée dans les résonateurs des filtres mais aussi dans les lignes métalliques assurant les connexions entre les différents résonateurs, ainsi que dans les fils de « bonding » et dans les lignes de masse. De plus, cette puissance n'est pas généralement dissipée dans un seul résonateur (comme on l'a vu d'après les résultats de mesure dans la partie précédente illustrés par la **FIG.4-17**). Pour limiter l'incertitude due à ce fait, on se place à une fréquence où la puissance est pratiquement dissipée dans un seul résonateur. Ceci nécessite un balayage à pas réduit en fréquence en dehors de la bande passante pour choisir les fréquences les mieux appropriées. Dans notre cas, on choisie une 1^{ère} fréquence avant la bande passante à $f=1,65\text{GHz}$ et une 2^{ème} après la bande passante à $f=1,85\text{GHz}$. Dans ces deux cas, la puissance est dissipée en grande partie dans le premier résonateur parallèle (**FIG.4-20 (a)**). Comme cela a déjà été précisé au début de ce chapitre, on considère que la partie de la puissance incidente qui n'est ni réfléchiée ni transmise est une puissance dissipée:

$$P_{d,\text{filtre}}(f) = P_{in,\text{filtre}}(f) - (P_{r,\text{filtre}}(f) + P_{t,\text{filtre}}(f)) \quad (\text{Eq.4-3})$$

On suppose que cette puissance est dissipée uniquement dans les résonateurs du dispositif suivant des proportions différentes. Soit $P_{d,i}$ la puissance dissipée dans le résonateur i , la puissance dissipée dans le filtre entier est:

$$P_{d,\text{filtre}}(f) = \sum_{i=1}^7 P_{d,i}(f) \quad (\text{Eq.4-4})$$

Soit r_i le pourcentage de puissance dissipée dans le résonateur i à la fréquence f :

$$r_i(f) = 100 \times \left(\frac{P_{d,i}}{P_{d,\text{filtre}}} \right)(f) \quad (\text{Eq.4-5})$$

Pour obtenir le pourcentage de la puissance dissipée dans chaque résonateur (r_i), on s'appuie sur les résultats des simulations ADS du filtre:

$$(r_i(f))_{ADS} = 100 \times \left(\frac{P_{d,i}(f)}{P_{d,filre}(f)} \right)_{ADS} \quad (Eq.4-6)$$

Les coefficients r_i des deux premiers résonateurs séries (S1 et S2) et parallèles (P1 et P2) obtenus par la simulation ADS sont donnés dans la **FIG.4-19**. On remarque que pour les deux fréquences choisies, la plus grande partie de la puissance est effectivement dissipée dans le premier résonateur parallèle. Aussi, $r_i(f)$ peut être considéré constant dans un intervalle de fréquence de $\pm 5\text{MHz}$ autour des deux fréquences d'intérêt, ce qui signifie qu'on peut ne pas tenir compte de la dérive en température dans nos calculs.

Il est donc possible d'estimer la puissance dissipée dans le premier résonateur parallèle $P_{d,RP1}$ à partir de $P_{d,filre}$ et $r_{RP1,ADS}$:

$$P_{d,RP1} = \frac{(r_{RP1})_{ADS}}{100} P_{d,filre}(f) \quad (Eq.4-7)$$

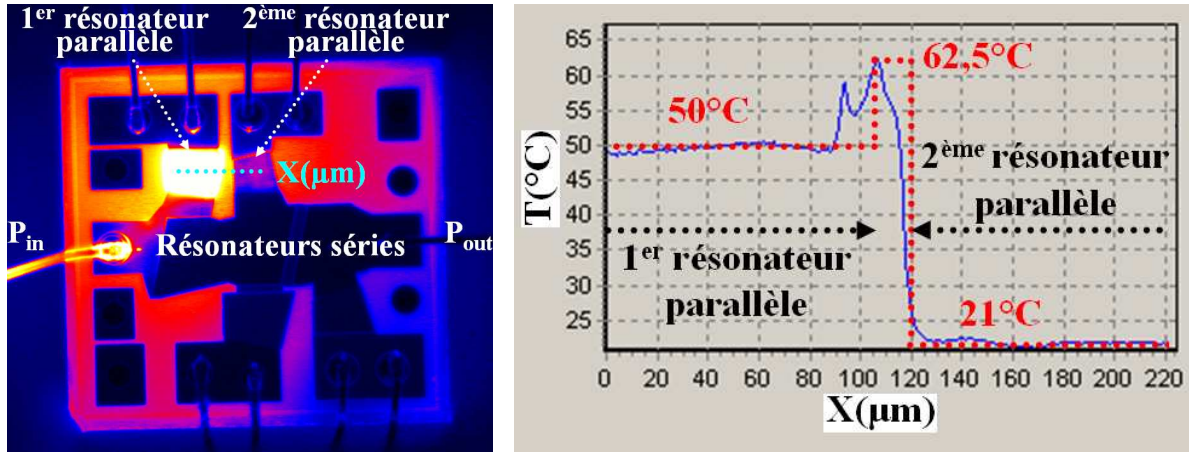


FIG.4-18:(a) Répartition de la puissance dissipée dans le filtre pour $f=1,65\text{GHz}$ et (b) variation de la température dans les deux résonateurs parallèles

Pour différents niveaux de P_{in} , on extrait la température des deux premiers résonateurs RP1 et RP2 (**FIG.4-18(b)**). Comme le montre la **FIG.4-18(b)**, la température n'est pas complètement uniforme au milieu du résonateur RP1 et des petites fluctuations de $\pm 1^{\circ}C$ peuvent être observées. Toutefois, vers le bord du résonateur, on observe un pic de température qui dépasse d'une dizaine de $^{\circ}C$ la température moyenne mesurée au milieu du résonateur. Ces effets de bords ne sont pas encore bien compris, nous n'en tiendrons pas compte dans la suite de notre étude. Au-delà du bord du résonateur RP1, la température décroît rapidement pour atteindre une température proche de l'ambiante au niveau du deuxième résonateur RP2, ce qui est en accord avec la faible puissance dissipée dans ce résonateur. La température qui nous intéresse est la température moyenne du résonateur, c'est-à-dire loin du bord. Ainsi, il est possible de connaître à partir des résultats expérimentaux et du calcul de la puissance dissipée dans RP1, la température maximale du filtre (qui est la température moyenne de RP1) en fonction de la puissance dissipée dans le résonateur qui est le siège de la plus forte dissipation de

puissance (RP1). Il est également possible de procéder de la même façon avec les autres résonateurs, mais dans une étude de fiabilité, on se place dans le pire des cas, c'est pourquoi, on s'intéresse pour le moment à celui qui est à la température maximale. Les résultats expérimentaux obtenus pour les deux fréquences choisies sont représentés sur la **FIG.4-20**. On obtient deux courbes dont les pentes sont très proches et correspondent à une résistance thermique de 32°C/W pour les deux fréquences étudiées. Ces résultats expérimentaux peuvent être comparés aux résultats du modèle : le calcul de la résistance thermique équivalente du résonateur parallèle à l'aide du modèle thermique développé dans cette thèse donne une valeur de 28°C/W. Compte tenu des hypothèses utilisées pour le calcul de la puissance dissipée dans le résonateur, ce résultat paraît acceptable. Toutefois, il faut noter que la pente de la courbe $T_{\max} = f(P_d)$ est sensée être plus élevée car la puissance dissipée en réalité dans le résonateur doit être moins importante que la puissance estimée dans nos calculs.

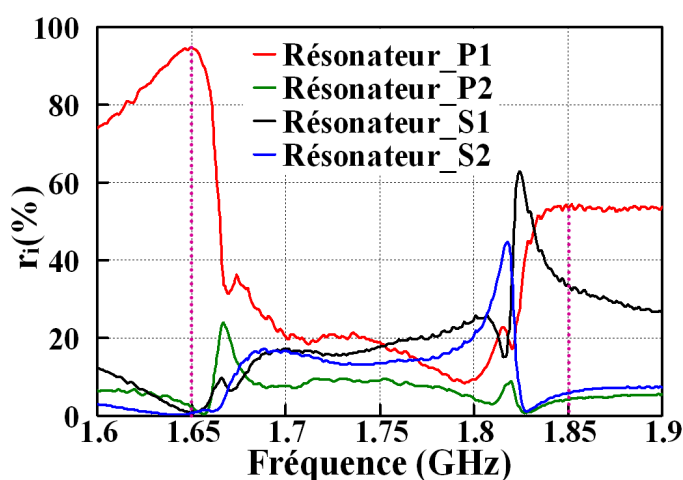


FIG.4-19: Répartition de la puissance dissipée entre les deux premiers résonateurs séries et parallèles en fonction de la fréquence

L'étude précédente montre que pour une puissance dissipée typiquement égale à 1W dans un résonateur présentant une résistance thermique voisine de 30°C/W, la température maximale du résonateur est de 55°C (sans tenir compte des températures au bord du résonateur), ce qui est plus élevée que la température publiée par B. Ivira pour des dispositifs assez similaires ^[R.4.19] mais pour un résonateur seul. Cette valeur est par contre moins élevée que celles publiées par Van der Wel ^[R.4.22] et Ellä *et al.* ^[R.4.44] lors de leurs études de l'auto-échauffement d'un filtre BAW. La diffusion latérale peut expliquer les différences entre nos résultats et ceux de Ivira *et al.*, tandis que la nature du substrat utilisé par Ellä *et al.* (le substrat est en verre avec une faible conductivité thermique) ainsi que (probablement) la différence de résistance thermique (liée à la taille des résonateurs constituant le filtre étudié) peuvent expliquer la différence entre nos résultats. Pour les travaux récents de Van der Wel *et al.*, la nature du substrat ainsi que la taille des résonateurs (non mentionnée) peuvent expliquer les différences obtenues. La précision de la mesure thermique utilisée peut également introduire une erreur sur la température obtenue.

En conclusion de cette partie dédiée à la caractérisation thermique du filtre BAW pour des applications à forte puissance, on a pu mettre en évidence la répartition de la puissance RF dans le dispositif étudié en fonction de la puissance RF et confirmer les résultats obtenus à l'aide des simulations électriques et des mesures RF par un moyen expérimental qui est la caractérisation par thermographie modulée. L'intérêt de cette technique pour les études de fiabilité des filtres BAW est démontré.

Malgré la complexité de l'exploitation des résultats obtenus avec un filtre, on a pu mettre en place une procédure assez rigoureuse permettant de déterminer de manière précise la température maximale d'un dispositif BAW en fonction de la puissance dissipée. Les résultats obtenus sont proches des résultats prévus par le modèle thermique développé dans cette thèse. La même étude appliquée à un résonateur isolé aurait été plus simple à analyser et plus précise.

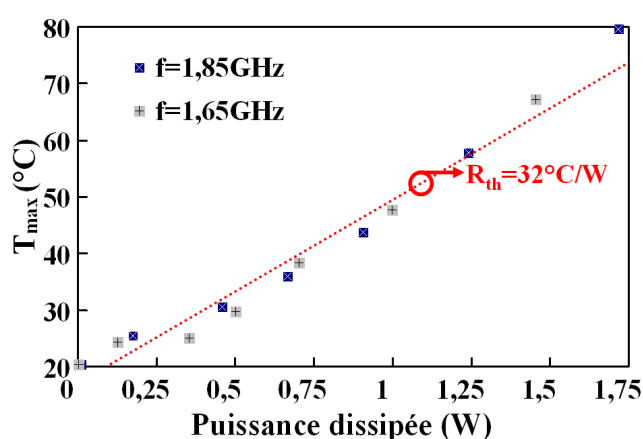


FIG.4-20: courbe de la température maximale du filtre mesurée sur le premier résonateur parallèle du filtre, les deux pentes obtenues pour deux fréquences différentes sont proches de 32°C/W

Conclusion du chapitre 4:

En conclusion de ce dernier chapitre, on a mis en place une procédure de caractérisation sous forte puissance des filtres BAW. Suite à sa validation, le banc de test RF développé a permis de montrer d'un point de vue « fiabilité sous forte puissance » les excellentes performances des filtres BAW.

Ces résultats se traduisent par une bonne tenue en puissance, sans détérioration ni dégradation des performances du filtre. Les faibles températures mesurées pour des niveaux de puissance élevés se traduisent également par une faible dérive sous puissance RF, ce qui est important pour des application telles que le standard DCS, et constitue un résultat prometteur quant aux capacités de la tenue dans le temps (vieillessement) des filtres (qui sont fortement dépendants des variations de la température). On a également montré le potentiel de la méthode de caractérisation thermique par thermographie modulée et ses avantages comparés à ceux offerts par les méthodes de mesure IR en régime statique. Elle permet d'améliorer la qualité des résultats obtenus en améliorant la résolution spatiale et thermique, tout en réduisant la diffusion thermique au cours de la mesure.

Les résultats de la caractérisation thermique ont eux aussi été discutés en se fondant sur des simulations électriques de types ADS, présentées dans ce même chapitre.

Annexe 4: Principe de détection en imagerie infrarouge

C'est l'étape la plus sensible et la plus cruciale de la mesure thermique. En effet, la procédure de l'acquisition temporelle de la réponse thermique, qui est l'étape de la détection du flux thermique émis par le composant, est déterminante par la qualité de la mesure thermique (comme on le verra par la suite). Le flux émis par l'échantillon étudié est absorbé puis converti par un détecteur. La conversion produit soit des électrons (détection quantique), soit de la chaleur (détection thermique). La détection quantique est basée sur l'effet photoélectrique : tout photon de longueur d'onde λ possède une énergie $E_{ph} = hc/\lambda$ avec h la constante Planck, et c la célérité de la lumière dans le vide [R.4.29]. Si cette énergie est supérieure à la différence d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction du matériau semi-conducteur constituant le détecteur (qui est l'énergie du gap E_g), ce photon est absorbé par le matériau de détection et cette énergie du photon crée une paire électron-trou. Deux éléments sont à prendre en considération:

- en plus de la création de paires électron-trou due au flux parvenant de l'échantillon, des paires dues à l'agitation thermique du réseau cristallin liée à la température de fonctionnement sont également créées. Le signal correspondant brouille l'information relative aux photons incidents, et doit être minimisé grâce au refroidissement du détecteur.

- Il est nécessaire d'appliquer un champ électrique pour séparer la paire électron-trou créée, autrement les électrons et les trous se recombinent sur place et le bilan de la détection est nul.

Les détecteurs quantiques diffèrent les uns des autres par la technologie qui, au moyen d'une polarisation externe, permet de créer le champ électrique : on trouve par exemple les photo-capacités, les photoconducteurs et les photodiodes.

Quant au détecteur thermique, son principe physique de détection se fonde sur la variation des grandeurs physiques sous l'effet de la température, tels que les détecteurs capacitifs dont le principe de fonctionnement repose sur l'exploitation des effets pyroélectriques (c'est-à-dire la variation de la polarisation avec la température du matériau [R.4.30]), ou encore les détecteurs résistifs exploitant les propriétés des résistances à coefficient de température négatif. Le détecteur se caractérise par la surface, la sensibilité, (qui est le rapport du signal qu'il délivre au flux qu'il reçoit), le minimum de flux détectable et le rendement quantique (dans le cas d'un détecteur quantique) qui correspond au nombre de porteurs générés par un photon incident [R.4.31].

Dans les anciens appareils de thermographie, un seul détecteur est utilisé et la caméra thermique est munie d'un dispositif opto-mécanique de balayage spatio-temporel qui trace la scène thermique point par point. D'autres caméras possèdent une barrette de détecteurs alignés et analysent la scène thermique suivant des lignes parallèles. Les nouvelles technologies d'appareils mettent en œuvre toute une matrice de détecteurs, évitant de ce fait l'emploi d'un scanner. Dans ce cas, chaque détecteur est associé à une électronique de proximité qui remplit diverses fonctions. L'ensemble constitué du

détecteur et de son électronique de proximité est appelé un « pel » pour point élémentaire (différent du pixel (pour « picture element »), qui est un élément de l'image numérisée restitué sur un écran ou stocké en mémoire ^[R.4.31]. Pour toutes les technologies de détection, à chaque détecteur de la matrice est associée une interface de lecture qui assure trois fonctions : la polarisation du détecteur, l'adaptation d'impédance et le filtrage temporel du signal du détecteur. On trouve deux grandes familles de capteurs disponibles : les capteurs CCD et les capteurs CMOS. Les capteurs **CCD** (Charge-Coupled Device ou dispositif à transfert de charge), développés à l'origine pour des applications d'imagerie, sont les plus répandus et les plus simples à fabriquer. Ils délivrent des courants assez importants et requièrent donc peu d'amplification, ce qui leur permet d'offrir une bonne sensibilité. De plus les capteurs CCD sont plus rapides que les capteurs CMOS. Cependant, ils présentent quelques inconvénients qui sont principalement une forte consommation et un coût élevé de fabrication. De leur côté, les capteurs **CMOS** (Complementary Metal Oxide Semiconductor) sont plus récents que les CCD, moins consommateurs en énergie et moins coûteux en fabrication car ils utilisent des procédés standards de la microélectronique. Toutefois, ils sont plus complexes à fabriquer, plus lents que les capteurs CCD et nécessitent plus d'amplification, ce qui limite leur sensibilité à cause du bruit généré ^[R.4.32].

Références du chapitre 4:

- R.4.1 Frank Z. Bi and Bradley P. Barber: BAW RF technology, Microwave Magazine, IEEE, Volume 9, Issue 5, Oct. 2008 Page(s):65 – 80
- R.4.2 H.P. LoebI, C. Metzmacher, R.F. Milsom, P. Lok, F. van Straten and A. Tuinhout: RF Bulk Acoustic Wave Resonators and Filters, Journal of Electroceramics, Springer Netherlands, pp 109-118, Volume 12, 2004
- R.4.3 Ruby, R.; Bradley, P.; Clark, D.; Feld, D.; Jamneala, T.; Kun Wang; Acoustic FBAR for filters, duplexers and front end modules, Microwave Symposium Digest, 2004 IEEE MTT-S International, Volume 2, 6-11 June 2004 Page(s):931 - 934 Vol.2
- R.4.4 Larson, J.D., III; Ruby, J.D., III; Bradley, R.C.; Wen, J.; Shong-Lam Kok; Chien, A.; Power handling and temperature coefficient studies in FBAR duplexers for the 1900 MHz PCS band, Ultrasonics Symposium, 2000 IEEE, Volume 1, 22-25 Oct. 2000 Page(s):869 - 874 vol.1
- R.4.5 R. Aigner: MEMS in RF filter applications: thin film BAW Technology, Solid- State Sensors, Actuators and Microsystems, Vol.1, Page(s): Pages: 175- 210 (2005)
- R.4.6 R. Aigner; Marksteiner, S.; Elbrecht, L.; Nessler, W.; RF-filters in mobile phone applications, TRANSDUCERS, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 12th International Conference on, 2003
- R.4.7 Ancey, P.; Above IC RF MEMS and BAW filters: fact or fiction? Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting, 2006 Page(s):1 – 5.
- R.4.8 Dubois, M.-A.; Billard, C.; Muller, C.; Parat, G.; Vincent, P.; Integration of high-Q BAW resonators and filters above IC, IEEE International Solid-State Circuits Conference, 2005, Page(s): 392 - 606 Vol. 1
- R.4.9 Carpentier, J.F.; Cathelin, A.; Tilhac, C.; Garcia, P.; Persechini, P.; Conti, P.; Ancey, P.; Bouche, G.; Caruyer, G.; Belot, D.; Arnaud, C.; Billard, C.; Parat, G.; David, J.B.; Vincent, P.; Dubois, M.A.; Enz, C.; A SiGe:C BiCMOS WCDMA zero-IF RF front-end using an above-IC BAW filter, IEEE International Solid-State Circuits Conference, 2005, Page(s):394 - 395 Vol. 1
- R.4.10 Kerherve, E.; Ancey, P.; Aid, M.; Kaiser, A.: BAW Technologies: Development and Applications within MARTINA, MIMOSA and MOBILIS IST European Projects, IEEE Ultrasonics Symposium 2006, Page(s):341-350.
- R.4.11 Dubois, M.-A.; Carpentier, J.-F.; Vincent, P.; Billard, C.; Parat, G.; Muller, C.; Ancey, P.; Conti, P.; Monolithic above-IC resonator technology for integrated architectures in mobile and wireless communication, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Volume 41, Issue 1, Jan. 2006 Page(s):7 – 16
- R.4.12 E. Schmidhammer: Nonlinear effects in acousto-electric devices, ECCSC 2008. 4th European Conference on Circuits and Systems for Communications, 2008, 10-11 July 2008 Page(s): 221 – 226.
- R.4.13 Giraud, S.; Bila, S.; Chatras, M.; Cros, D.; Aubourg, M.; Bulk acoustic wave filter synthesis and optimization for UMTS applications, IEEE International Frequency Control Symposium, 2009 Page(s):890 – 893
- R.4.14 P. Bar : Thèse de doctorat intitulée “Contribution à l’intégration de résonateurs à ondes acoustiques de volume au sein des fonctions actives et passives des récepteurs-émetteurs radiofréquences”, Université de Limoge (2008)
- R.4.15 Bar, P.; Hibon, I.; Giry, A.; Dumont, F.; Pache, D.; Ancey, P.; Carpentier, J.F. : Efficient BAW Filtering Solution for EDGE Transmitter, Microwave Conference, 2006. 36th European, 2006 Page(s):898 – 901
- R.4.16 Bar, P.; Giry, A.; Hibon, I.; Dumont, F.; Cros, D.; Ancey, P.; Carpentier, J. F.; Linear Transmitter Architecture Using BAW Filter, Radio and Wireless Symposium, 2007 IEEE, 9-11 Jan. 2007 Page(s):229 – 232.
- R.4.17 Penunuri, D.; Lakin, K.M.; RF filter design using LTCC and thin film BAW technology

- Ultrasonics Symposium, 2001 IEEE, Volume 1, 7-10 Oct. 2001 Page(s):273 - 278 vol.1
- R.4.18 Aigner, R.; Ngoc-Hoa Huynh; Handtmann, M.; Marksteiner, S.; Behavior of BAW devices at high power levels, Microwave Symposium Digest, 2005 IEEE MTT-S International, 12-17 June 2005 Page(s):4 pp.
- R.4.19 Ivira, B.; Fillit, R.-Y.; Ndagijimana, F.; Benech, P.; Parat, G.; Ancey, P.; Self-heating study of bulk acoustic wave resonators under high RF power, Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on Volume 55, Issue 1, January 2008 Page(s):139 - 147
- R.4.20 G. Fattinger, A. Volatier, R. Aigner, and F. Dumont, BAW PCS-Duplexer Chipset and Duplexer Applications, IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings 602-606 (2008)
- R.4.21 Mourot, L.; Bar, P.; Giry, A.; Joblot, S.; Parat, G.; Bila, S.; Carpentier, J.-F.; Nonlinear Behavior of CRF Device at High Power Level, Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems, 2009. SiRF '09. IEEE Topical Meeting on 19-21 Jan. 2009 Page(s):1 – 4
- R.4.22 Van der Wel, P.J.; Wunnicke, O.; de Bruijn, F.; Strijbos, R.C.; Thermal behaviour and reliability of solidly mounted Bulk Acoustic Wave Duplexers under high power RF loads, Reliability Physics Symposium, 2009 IEEE International 26-30 April 2009 Page(s): 557 – 561
- R.4.23 John D. Larson III, SM, Paul D. Bradley, SM, Scott Wartenberg, Richard C. Ruby: Modified Butterworth-Van Dyke Circuit for FBAR Resonators and Automated Measurement System, IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM pp- 863-866 (2000)
- R.4.24 D. Pajani, Thermographie infrarouge : Principes et mesure, R2470 pp2-16, Techniques de l'Ingénieur 4-1995
- R.4.25 J. MARTINET : La mesure des températures par rayonnement thermique, Éditions Chiron. 1981
- R.4.26 B. K. P. Horn, M. J. Brooks, "Shape from Shading", MIT Press, Massachusetts Institute of Technology, 1989
- R.4.27 Frank P. Incropera, David P. DeWitt, Theodore L. Bergman, Adrienne Lavine: Fundamentals of Heat And Mass Transfer, John Wiley & Sons Inc; Édition : 6th Revised edition (2006)
- R.4.28 X. Maldague, "Nondestructive Evaluation of Materials by Infrared Thermography", Springer-Verlag, London, 1993
- R.4.29 Serway, R. A. and Beichner, R. J.: Physics for Scientists and Engineers, 5th Ed., Saunders College Publishing, 2000
- R.4.30 J.F. Nye : Physical Properties of Crystals: Their Representation by Tensors and Matrices (Oxford Science Publications (1985)
- R.4.31 Dominique Pajani et Luc Audaire : Thermographie Technologies et applications, Techniques de l'ingénieur, R 2 741 pp.1-27
- R.4.32 <http://www.mesures.com>: Les capteurs d'images CMOS ont enfin gagné leur place aux côtés des CCD, MESURES 745 - MAI 2002 pp 58-61
- R.4.33 Xavier P. V. Maldague: Theory and Practice of Infrared Technology for Nondestructive Testing ISBN: 978-0-471-18190-3, NY, John Wiley & Sons, 2001
- R.4.34 Meinschmidt Peter, Pausch Gerhard B.: Thermographic detection of corrosion delamination, European coatings journal, 2001, no3, pp. 106-111
- R.4.35 Satoshi Nishino , Kenji Ohshima: Fault detection for IC board using histogram of thermography Systems and Computers in Japan, Volume 32 Issue 11, Pages 38 - 48
- R.4.36 P. Cielo, J. Appl. Phys. 56, 230 (1984).
- R.4.37 D. P. Almond and S. K. Lau, J. Phys. D 27, 1063 (1994)
- R.4.38 X. Maldague, S. Marinetti, Pulse Phase Infrared Thermography, J. Appl. Phys. 79,2694-2698, 1996
- R.4.39 Jean-Pierre Couturier : Analyse fréquentielle de la thermographie de phase pulsée, mémoire de la Faculté des études supérieures de l'université Laval (1997)
- R.4.40 G. Busse , D. Wu, W. Krapen: Thermal wave imaging with phase sensitive modulated thermography, J. Appl. Phys. 7 1,3962, 1992
- R.4.41 A. Wolf, P. Pohl and R. Brendel: Thermophysical analysis of thin films by lock-in

- thermography, J. Appl. Phys. Vol. 96, NUMBER 11, 6306 (2004)
- R.4.42 Martin Kasemann, Benjamin Walter, Christoph Meinhardt, Jan Ebser, Wolfram Kwapil and Wilhelm Warta: Emissivity-corrected power loss calibration for lock-in thermography measurements on silicon solar cells, J. Appl. Phys. Vol.103, 113503 (2008)
- R.4.43 Breitenstein O.; Altmann F.; Riediger T. ; Karg D.; Gottschalk V. : Lock-in thermal IR imaging using a solid immersion lens, European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis , 2006, vol. 46, no 9-11, pp. 1508-1513
- R.4.44 J. Ellä, M. Ylilammi : Modelling of ZnO-based BAWs at high signal levels, Ultrasonics Symposium Proceedings IEEE Vol.1, Page(s): 985 – 988 (2002)
- R.4.45 Brigham, E. O. The fast fourier transform, Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, Inc., 1974
- R.4.46 Clemente Ibarra-Castanedo et Xavier Maldague : traitement numérique de données pulsée quantitative pour l'évaluation non-destructive des matériaux thermiques par thermographie de phase, CCECE - CCGEI, Niagara Falls, IEEE pp1757-1760 (2004)
- R.4.47 J.P. Holman, Heat Transfer, 9th Ed., McGraw-Hill 2002
- R.4.48 Ravindra, N.M. Abedrabbo, S. Wei Chen Tong, F.M. Nanda, A.K. Speranza, A.C: Temperature-dependent emissivity of silicon-related materials and structures, IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing, Volume: 11, Issue: 1, page(s): 30-39 (1998)

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES :

Ce travail, qui a fait l'objet d'une collaboration entre STMicroelectronics et le CEA-LETI, a permis d'étudier et d'analyser le comportement de dispositifs à onde acoustique de volume (BAW) réalisés en films minces. Ces dispositifs ont été soumis à différents types de sollicitations afin d'évaluer leur stabilité. Les mécanismes de défaillances observés ont été analysés.

Après avoir justifié le choix des matériaux de l'assemblage Molybdène-AlN-Molybdène pour réaliser le cœur du composant, une analyse approfondie du comportement de l'empilement a permis, dans un premier temps, de faire la lumière sur certains effets rarement discutés dans la littérature. Ainsi, les effets électrostrictifs dans l'AlN ont pu être mis en évidence, discutés et compris grâce à une étude expérimentale validée par un modèle théorique. Ce résultat constitue, semble-t-il, une avancée scientifique intéressante : il permet non seulement de mieux connaître le comportement du matériau piézoélectrique utilisé, et d'apporter ainsi des solutions permettant de corriger les faibles dérives observées lors du fonctionnement du composant complet, mais également d'ouvrir la voie à de nouvelles applications. Cette démarche originale a également permis de déterminer le coefficient électrostrictif de l'AlN, paramètre dont la connaissance se révèle importante pour l'étude des effets non-linéaires dans les résonateurs et les filtres BAW à base d'AlN.

Dans un second temps, des expérimentations ont été conduites afin de déterminer les valeurs des courants de fuite dans l'AlN en régimes transitoire et permanent. Les résultats obtenus ont été discutés et comparés aux résultats antérieurs disponibles pour l'AlN dans la littérature, ainsi qu'aux résultats des modèles développés dans le cadre du présent travail. La transformation de la fonction exprimant le courant en régime transitoire a permis de déterminer théoriquement la dispersion de la permittivité en fonction de la fréquence dont le résultat était en bon accord avec les mesures expérimentales. Après avoir établi les différents mécanismes régissant la conduction dans l'AlN en fonction du champ électrique appliqué (ohmique, ionique et de type Pool-Frenkel), une étude statistique a été conduite afin d'obtenir le champ de claquage de l'AlN (5,5MV/cm). La détermination expérimentale du champ moyen de claquage a été suivie d'une interprétation physique, rendue possible grâce à la corrélation du paramètre de Weibull (révélateur de la dispersion des valeurs du champ de claquage et donc de l'homogénéité du diélectrique) et des propriétés du matériau telles que la taille de grain. Dans cette même partie, l'utilisation de la méthode « d'acoustique picoseconde », de plus en plus fréquemment exploitée au cours des dernières années pour la caractérisation des dispositifs BAW, a permis de déterminer l'origine de la dérive observée de la vitesse acoustique sous l'effet d'un champ électrique continu : celle-ci est due aux variations de la constante élastique du matériau.

Une contribution a ensuite été apportée à l'étude des variations de la permittivité de l'AIN sous l'effet d'une variation de température: une bonne stabilité en température de la structure MIM constitue en effet un critère décisif en vue de la stabilité globale du dispositif BAW complet pour l'application «base de temps». Faute de temps, la partie théorique relative à cette étude n'a pas pu être achevée. Néanmoins, des éléments sont fournis dans le manuscrit, permettant de saisir l'origine des variations observées. Les résultats de ces travaux feront l'objet d'une publication future.

Dans la dernière partie du mémoire nous nous sommes intéressés à l'étude de la dégradation du comportement en fonctionnement du résonateur sous l'effet de différents types de sollicitations. L'influence, variable, de ces sollicitations, a été recherchée sur les paramètres-clefs des résonateurs que sont notamment la fréquence de résonance, la fréquence d'antirésonance et le coefficient de couplage. Bien que cette étude ait déjà fait partiellement l'objet de travaux antérieurs, certains éléments présentés ici, notamment ceux relatifs à la modélisation analytique, ainsi que ceux traitant de l'analyse des résultats obtenus, paraissent originaux. En particulier, les effets sur les paramètres fonctionnels du résonateur, de différents types de sollicitations telles qu'une contrainte électrique ou mécanique, une puissance RF importante, une variation de la température ambiante, des conditions environnementales sévères, ont été mis en évidence. Les dérives observées ont été quantifiées puis interprétées en se fondant sur les propriétés physiques de l'empilement du résonateur. Les essais sous champ électrique ont montré des variations linéaires de la fréquence de résonance, d'antirésonance et du facteur de couplage, dues non seulement à la variation de la constante élastique, mais aussi à l'existence d'un couplage piézo-électrostrictif dans l'AIN. Les variations sous contrainte mécanique peuvent être expliquées d'une façon similaire à l'explication donnée sous champ électrique étant donné la dualité contrainte mécanique-champ électrique dans un matériau piézoélectrique. L'étude a pu démontrer une bonne stabilité du résonateur BAW vis-à-vis d'une telle contrainte, ce qui constitue un point favorable pour l'application « base de temps ».

On a également montré qu'il était possible d'exploiter avec profit les effets d'un champ électrique appliqué pour corriger d'éventuelles dérives en fréquence et assurer ainsi la stabilité du résonateur soumis à une variation de température, ou encore à une évolution due au vieillissement temporel.

L'étude sous puissance RF a permis de quantifier la dérive observée de la fréquence de résonance due à la puissance RF dissipée, et de démontrer que l'origine de cette dérive était principalement liée à l'auto-échauffement au sein du résonateur. L'origine des effets non-linéaires dans les composants BAW a été discutée et des perspectives ont été proposées pour limiter leurs inconvénients. Pour l'instant, les résultats restent cependant en-deçà des attentes.

Par ailleurs, un nouveau modèle thermique du comportement des composants BAW sous puissance RF a été développé, permettant d'améliorer les performances des modèles proposés dans la littérature,

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

notamment pour le calcul de l'auto-échauffement ainsi que du gradient thermique dans l'empilement d'un résonateur BAW en fonction de la puissance dissipée. Les résultats de ce nouveau modèle ont été comparés aux résultats de mesure par caméra IR, ainsi qu'aux résultats de la simulation par éléments finis. Ce nouveau modèle permet également de calculer les températures des différents résonateurs constituant le filtre BAW, sous réserve de connaître la distribution de la puissance dissipée dans le filtre à une fréquence donnée.

Des tests environnementaux ont enfin été appliqués à des structures de types différents élaborées dans le cadre de la collaboration STMicroelectronics-CEA-LETI, afin d'évaluer leur stabilité structurelle et mettre en évidence d'éventuelles défaillances. Ces tests ont permis de montrer l'instabilité de l'une des deux technologies étudiées (SMR sur un réflecteur de Bragg de type SiN/SiOC), du fait des défaillances observées au niveau du réflecteur de Bragg et au niveau de l'interface entre la partie active et le réflecteur de Bragg. Ces défaillances sont dues principalement à l'incompatibilité des propriétés mécaniques et thermiques du SiOC avec les couches voisines, qui a pour conséquence une faible énergie d'adhérence, et se traduit par une fragilisation des interfaces dans un test de type « cyclage thermique ». Les différents types de contraintes délibérément amplifiées au cours de ces tests environnementaux sont susceptibles de causer la défaillance de l'interface par délaminage et de plus ont été modélisées et calculées, afin de mieux comprendre les observations expérimentales. Ainsi une solution possible pour améliorer la fiabilité de l'empilement défaillant a été proposée. Elle consiste à homogénéiser la contrainte intrinsèque dans l'empilement en jouant sur les paramètres de dépôt des différentes couches de Bragg. La mise en oeuvre de cette solution n'est cependant pas toujours possible, dans la mesure où il est primordial, dans le cas d'un réflecteur de Bragg, de garantir un rapport d'impédance acoustique suffisamment important pour confiner l'énergie acoustique dans le résonateur le compromis qui en découle définit les paramètres de dépôt lors des procédés technologiques.

La dernière partie de ce manuscrit, s'est focalisée sur l'étude du filtre BAW complet pour des applications RF. Il a parfois été possible d'extrapoler au filtre complet certains des résultats obtenus précédemment lors de l'étude du résonateur isolé, en fondant l'approche sur des simulations électriques. Dans d'autres cas cette approche ne s'est pas révélée possible : il a été nécessaire de porter l'étude sur un filtre complet (les connaissances acquises dans le cas du résonateur isolé ont cependant fourni des pistes d'explications aux observations expérimentales). Une méthodologie de caractérisation sous forte puissance RF des filtres BAW a été mise en place : un banc de test RF a été développé et validé, puis exploité pour éprouver la fiabilité des filtres BAW sous forte puissance. Les dispositifs testés montrent d'excellentes performances, qui se traduisent par la tenue en puissance jusqu'à 36dBm, sans détérioration ni dégradation des performances du filtre. De faibles dérives en température ont été mesurées pour ces niveaux de puissance élevés, ce qui se traduit par une faible

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

dérive de la bande passante sous puissance RF, sans variation significative des pertes d'insertion ni de l'isolation hors bande. Ces résultats prometteurs laissent augurer de bons résultats quant aux performances de stabilité dans le temps des filtres qui sont notamment fortement dépendantes des variations de température. Dans cette partie du manuscrit, on a également étudié la distribution globale de la puissance RF dans le filtre en fonction de la fréquence de travail (puissance réfléchie, dissipée et transmise). On s'est ensuite intéressé à la distribution de la puissance dissipée dans les différents résonateurs en se fondant en premier lieu sur des simulations électriques, puis sur une technique de caractérisation assez originale qui est la thermographie modulée. La mise en œuvre de cette technique a permis d'étudier la distribution du signal RF dans les différents résonateurs du filtre, ainsi que les variations de la température maximale en fonction de la puissance dissipée. Les résultats de la caractérisation thermique ont eux aussi été discutés sur la base des simulations électriques de types ADS, dont les résultats se sont révélés en bon accord avec l'expérience.

Au bilan, ce travail a permis, au-delà des résultats obtenus, de définir une méthodologie pour l'étude de fiabilité des dispositifs BAW, susceptible d'être appliquée par ailleurs non seulement à d'autres technologies BAW en cours de développement (telle que, par exemple, la technologie **BAW** avec couplage acoustique (**CRF**)) mais également à de nouvelles applications du type « base de temps ». Le cahier des charges plus sévère de ce type d'application justifierait, sans doute, d'approfondir l'étude déjà engagée.